N° D'ORDRE : 648

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Floréal ARNAL

INTERACTION D'ELECTRONS RAPIDES AVEC DES OBJETS AMORPHES OU POLYCRISTALLINS (ENERGIES COMPRISES ENTRE 50 ET 1200 KEV)

Soutenue le 24 Février 1975 devant la Commission d'Examen

MM.	D. BLANC	Président
	G. DUPOUY Membre de l'Institut	Examinateurs
	R. MEZENCEV	
	A. DEGEILH	
	P. VERDIER	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546624_0031

N° D'ORDRE : 1[illegible]

THÈSE

PRÉSENTÉE

À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD, CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LA DOCTORAT DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Florent ARNAL

INTERACTION D'ELECTRONS RAPIDES AVEC DES OBJETS AMORPHES OU POLYCRISTALLINS (ENERGIES COMPRISES ENTRE 50 ET 1200 KEV)

Soutenue le 28 Février 1975 devant la Commission d'Examen

MM. Z. BAJZER	Président
P. JAMMET	
J. MOSNIER	Examinateurs
J. PRUDHOMME	
J. VIGUE	
A. MESSIAH	Invité

N° D'ORDRE : 648

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Floréal ARNAL

INTERACTION D'ELECTRONS RAPIDES AVEC DES OBJETS AMORPHES OU POLYCRISTALLINS (ENERGIES COMPRISES ENTRE 50 ET 1200 KEV)

Soutenue le 24 Février 1975 devant la Commission d'Examen

MM.	D. BLANC	Président
	G. DUPOUY Membre de l'Institut	Examinateurs
	R. MEZENCEV	
	A. DEGEILH	
	P. VERDIER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE PAUL SABATIER

TABLEAU DU PERSONNEL
SCIENCES

DIRECTION DE L'UNIVERSITE

M. LARENG ..... Président
M. MATHIS ..... 1er Vice-Président
M. MARTIN ..... 2ème Vice-Président

U.E.R. SCIENTIFIQUES

HONORARIAT

M. BEDOS ..... Professeur honoraire
M. BLAIZOT ..... Doyen honoraire
M. CAPDECOMME ..... Doyen honoraire, Recteur honoraire correspondant de l'Institut
M. DIEHL ..... Professeur honoraire
M. DUPOUY ..... Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S., Professeur honoraire
M. DURAND Emile ..... Doyen honoraire
M. ESCANDE ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. GAUSSEN ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. JACQUES ..... Professeur honoraire
M. MASDUPUY ..... Professeur honoraire
M. MATHIS ..... Doyen honoraire
M. MIGNONAC ..... Professeur honoraire
M. MORQUER ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. SECONDAT ..... Professeur honoraire
M. TEISSIE-SOLIER ..... Professeur honoraire
M. VANDEL ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. DUPIN ..... Professeur honoraire

PROFESSEURS

M. CAPDECOMME ..... Minéralogie, Correspondant de l'Institut
M. GALLAIS ..... Chimie, Membre de l'Institut
M. DURAND Emile ..... Physique
M. FERT ..... Physique
M. LESBRE ..... Chimie Organique
M. HURON ..... Mathématiques Appliquées
M. MARGULIS ..... Pédologie
M. TRICHE ..... Chimie Analytique et Spectrographie
M. LEDOUX ..... Zoologie Appliquée
M. RIVALS ..... Agriculture
M. PERRIER ..... Physique
M. MATHIS ..... Chimie
M. ORLIAC ..... Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE ..... Physique
M. ANGELIER ..... Ecologie
Mlle de FERRE ..... Botanique
M. FARRAN ..... Minéralogie et Géotechnique
M. LAUDET ..... Physique Théorique et Calcul Numérique
M. SERFATY ..... Biologie Animale
M. LAGASSE ..... Electrotechnique
M. BLANC ..... Physique Nucléaire
M. LEREDDE ..... Botanique
M. LELUBRE ..... Géologie
M. LALAGUE ..... Mathématiques Générales
M. BOUIGUE ..... Astronomie
M. ASSELINEAU ..... Chimie Biologique
M. MAURET ..... Chimie Systématique
M. AGID ..... Physiologie
M. MONTANT ..... Cryptogamie
M. GAUTIER ..... Physique
M. CRUMEYROLLE ..... Mathématiques
M. GOURINARD ..... Géologie
M. PULOU ..... Minéralogie
M. CAMBOU ..... Physique Spatiale
M. LACOSTE ..... Electrotechnique
M. THIBAULT ..... Mécanique Rationnelle et Appliquée
M. MASCART ..... Mathématiques
M. MEDIONI ..... Psychophysiologie
M. RAYNAUD Pierre ..... Physiologie Animale
M. ZALTA ..... Chimie Biologique
M. SEVELY ..... Electrotechnique
M. POMMIEZ ..... Mathématiques
M. REY Paul ..... Biologie Végétale
M. COULOMB ..... Physique
M. TRINQUIER ..... Physique
M. MARONI ..... Chimie
M. BEETSCHEN ..... Biologie Générale
M. DERACHE ..... Physiologie Animale
M. SATGE ..... Chimie Organique
M. LATTES ..... Chimie
M. VEDRENNE ..... Géophysique
M. DURAND-DELGA ..... Géologie
M. CARRARA ..... Physique
M. JEANNIN ..... Chimie Minérale
M. MAHENC ..... Chimie
M. MIROUZE ..... Géologie
M. BITSCH ..... Zoologie
M. DEGEILH ..... Physique
M. MARTIN J.C. ..... Génie Electrique
M. REY Gérard ..... Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. SICARD ..... Biologie Génétique
M. SOUQUET ..... Géologie

PROFESSEURS ASSOCIES

M. ANDERSON ..... Physique Spatiale

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. PICCA ..... Physique
M. MERIC ..... Mathématiques Appliquées
Mme LECAL ..... Zoologie
M. PILOD ..... Physique
M. LARROQUE ..... Physique
M. BARRANS ..... Chimie
Mlle LAPEYRE ..... Mathématiques - Informatique
M. BERTRAND ..... Chimie
M. DESQ ..... Mathématiques
M. ROCARD ..... Electronique
M. POILBLANC ..... Chimie
M. TOUZE ..... Physiologie Végétale
M. FRASNAY ..... Mathématiques
M. CASSAGNAU ..... Zoologie
M. GUERIN ..... Mathématiques
M. PESCIA ..... Physique
M. SCHNEIDER ..... Biologie Cellulaire
M. de LOTH ..... Chimie Physique
M. SAPORTE ..... Physique
M. PERENNOU ..... Informatique
M. THENOZ ..... Génie Civil
M. CAUSSINUS ..... Mathématiques Appliquées
M. DURAND Ph. ..... Physique
M. CASTAN ..... Informatique
M. REME ..... Mesures Physiques
M. FONTAN ..... Physique Nucléaire

M. BAUDRAS ..... Chimie Biologique
M. CALVET ..... Mécanique des Fluides
M. PAGANI ..... Physique
M. BEAUFILS ..... Informatique
M. BERTHELEMY ..... Zoologie
M. TERJANIAN ..... Mathématiques
M. COLETTE ..... Physique

MAITRES DE CONFERENCES

M. ATTEIA ..... Mathématiques
M. CUPPENS ..... Mathématiques
Mlle BARBANCE ..... Mathématiques
M. VERDIER ..... Physique
M. GILLY ..... Génie Mécanique
M. COTTU ..... Génie Mécanique
M. ROUTIE ..... Génie Chimique
M. MARAL ..... Physique
M. HURAUX ..... Physique
M. LEGRAND ..... Génie Civil
M. ABATUT ..... Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. SOTIROPOULOS ..... Chimie Organique
Mme GERVAIS ..... Chimie Inorganique
M. BONEL ..... Chimie
M. MAUSS ..... Mécanique
M. BANCEL ..... Mathématiques
M. JOSSERAND ..... Mesures Physiques
M. BETOURNE ..... Informatique
M. CAMPAN ..... Psychophysiologie
M. CLERC ..... Mécanique
M. GRIFONE ..... Mathématiques
M. ETTINGER ..... Mathématiques
M. LETAC ..... Mathématiques
M. BONNET Louis ..... Biologie
M. LOUARN ..... Génétique
M. BOUDET ..... Physiologie Végétale

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. BACCAR ..... Chimie Organique

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. PRADINES ..... Mathématiques
M. NGUYEN THANH VAN Mathématiques
M. GALINIER Michel ..... Informatique

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

PROFESSEURS

M. NOUGARO ..... Hydraulique Générale et Appliquée
M. GARDY ..... Génie Chimique
M. BIREBENT ..... Electronique Appliquée
M. VOIGT ..... Chimie Minérale
M. MONTEL ..... Chimie Physique et Electrochimie
M. THIRRIOT ..... Hydrodynamique (E.N.S.E.E.I.H.T.)
M. GRUAT ..... Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. BUGAREL ..... Génie Chimique
M. DAT ..... Mécanique des Fluides
M. MARTY ..... Physique Industrielle

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. HAMANT ..... Botanique
Mlle BERDUCOU ..... Physiologie Végétale
M. FALLOT ..... Biologie Végétale (Viticulture et Arboriculture)
M. TRUCHASSON ..... Mécanique
M. HOFFMANN ..... Electronique
M. ENJALBERT ..... Chimie
M. LEFEUVRE ..... Electronique (E.N.S.E.E.I.H.T.)
M. ANGELINO ..... Génie Chimique
M. DABOSI ..... E.N.S.C.T.

MAITRES DE CONFERENCES

M. MATHIEU ..... Chimie Analytique
M. TRANNOY ..... Physique (E.N.S.E.E.I.H.T.)
M. CASTAGNETTO ..... Mathématiques (E.N.S.E.E.I.H.T.)
M. GILOT ..... Génie Chimique (Institut du Génie Chimique)
M. CALMON ..... Techniques Agricoles
M. MATHEAU ..... Electronique

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. NOAILLES ..... Informatique

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE TOULOUSE

PROFESSEURS

M. ROQUES ..... Chimie Industrielle
M. GRATELOUP ..... Génie Electrique
M. MASO ..... Génie Civil
M. MIRA ..... Génie Electrique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. FAGET ..... Physique
M. DURAND Gilbert ..... Chimie
M. SCHUTTLER ..... Physique

MAITRES DE CONFERENCES

M. LETURCQ ..... Génie Electrique
M. SIRIEYS ..... Génie Civil
M. BROUSSEAU ..... Physique
M. BESOMBES-VAILHE ..... Chimie
M. VERDIER Alain ..... Chimie

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. LACAZE ..... Mathématiques

☆☆

ADMINISTRATION

M. PRINEAU ..... Secrétaire Général de l'Université

Liste arrêtée le 14 Janvier 1975

A ma femme,
A tous les miens.

A Monsieur G. DUPOUY
Membre de l'Institut,

Hommage respectueux.

AVANT-PROPOS

C'est pour moi un grand plaisir d'exprimer à Monsieur G. DUPOUY mes sentiments de très profonde gratitude.

Le constant souci de rigueur, de clarté et de perfection qui se dégageait de ses conférences à l'Université a profondément motivé le choix de ma carrière dans l'enseignement.

Monsieur G. DUPOUY a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire ; il m'a permis ainsi de travailler dans des conditions exceptionnelles. Il me fait aujourd'hui l'honneur de participer au jury de cette Thèse ; qu'il me permette de lui exprimer ici ma très respectueuse reconnaissance.

Monsieur le Professeur D. BLANC, Directeur du Centre de Physique Nucléaire de l'Université Paul-Sabatier, a bien voulu examiner mon travail. Aujourd'hui, je suis particulièrement sensible à l'honneur qu'il me fait d'accepter de présider le jury de cette Thèee.

Monsieur le Professeur R.MEZENCEV, malgré ses nombreuses responsabilités, me fait le grand honneur de faire partie du jury ; qu'il trouve ici l'expression de ma très grande reconnaissance.

J'exprime à Monsieur A. DEGEILH, Professeur à l'Université, tous mes remerciements pour les conseils qu'il m'a donnés lors de l'élaboration de ce mémoire ; sa participation à ce jury me procure une joie très sincère.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler sous la direction de Monsieur P. VERDIER, Maître de Conférences à l'Université. Il m'a proposé ce sujet, en a orienté la progression. Sa rigueur scientifique et son sens critique ont su, bien souvent, modérer mes empressements.

Je suis aussi très heureux de remercier Monsieur B. JOUFFREY, Directeur du Laboratoire, qui m'a permis de terminer le travail entrepris et qui, malgré ses multiples occupations, s'y est vivement intéressé.

Je veux aussi souligner la participation à ce travail de mon collègue et ami B. MARAIS qui l'a orienté bien souvent dans des voies fructueuses.

J'exprime ma très amicale reconnaissance à tous mes collègues chercheurs qui ont su me faire profiter de leur expérience et de leurs connaissances ; en particulier, je tiens à remercier J.L. BALLADORE pour sa collaboration effective à une partie de ce travail.

L'aide efficace et la collaboration amicale de tout le personnel du Laboratoire ont été des éléments indispensables à la réalisation de cette recherche ; qu'il trouve ici l'expression de ma sympathie.

Mademoiselle I. CHIBRAC a eu le rôle ingrat, mais combien nécessaire, de dactylographier ce mémoire. Je lui exprime mes vifs remerciements.

Si tu diffères de moi,
loin de me léser,
tu m'enrichis.

SAINT-EXUPERY

TABLE DES MATIÈRES

Page

INTRODUCTION 3

CHAPITRE I : DÉFINITIONS ET DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

A . DEFINITIONS 7

B . PROCESSUS EXPERIMENTAUX 9

C . PRECISION DES MESURES 11

CHAPITRE II : LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A . LE COEFFICIENT DE TRANSMISSION T 17

B . LE COEFFICIENT DE RETRODIFFUSION R 20

C . LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS TRANSMIS 25

CHAPITRE III : ETUDE ANALYTIQUE DU PHÉNOMÈNE DE TRANSMISSION ET DE RÉTRODIFFUSION

A . LE PHENOMENE DE TRANSMISSION 45

B . LE PARCOURS ENTIER DES ELECTRONS DANS LA MATIERE 55

C . LE PHENOMENE DE RETRODIFFUSION 61

CHAPITRE IV : VALEURS EXPÉRIMENTALES DES SECTIONS EFFICACES

A . NORMALISATION DES COURBES DE TRANSMISSION .. 77

B . DETERMINATION EXPERIMENTALE DES SECTIONS EFFICACES 82

C . VALIDITE DE LA METHODE 89

CHAPITRE V : ESSAI D'INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DE TRANSMISSION DANS LE CAS DE LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

A . CALCUL THEORIQUE DES SECTIONS EFFICACES 95

B . THEORIE DE LA PARATRANSMISSION 115

C . COURBE UNIVERSELLE DE TRANSMISSION 122

CONCLUSION 135

BIBLIOGRAPHIE 137

INTRODUCTION

Dans de nombreux domaines de la Physique, notamment en microanalyse et en microscopie électronique, le problème de l'interaction des électrons avec la matière est fondamental.

D'une part, la détermination de grandeurs, telles que la valeur de l'intensité transmise ou rétrodiffusée par des cibles épaisses, présente non seulement un intérêt pratique réel, mais se révèle aussi nécessaire à la compréhension de certains phénomènes, comme l'émission X par exemple. Les résultats expérimentaux existant à ce jour sont fragmentaires, en particulier dans la gamme d'énergie des électrons incidents comprise entre cinquante et trois mille kilo-électronvolts. Par suite de la complexité des phénomènes mis en jeu, aucune théorie n'est susceptible, jusqu'à présent, d'expliquer ces résultats dans leur généralité.

D'autre part, la connaissance de certaines grandeurs, telles que les sections efficaces de diffusions atomiques est nécessaire pour comprendre non seulement les processus de diffusion, mais aussi pour exploiter au mieux de ses possibilités le microscope électronique.

C'est pourquoi nous avons entrepris une étude systématique de ces phénomènes. Nous nous proposons de déterminer, dans des conditions expérimentales bien définies, certains paramètres microscopiques nécessaires à la compréhension des mécanismes de diffusion dans les objets amorphes ou polycristallins.

Le grand nombre de mesures affectuées nous a permis d'élaborer des synthèses qui, dans certains cas, se limitent à décrire les résultats en fonction de certains paramètres macroscopiques, mais qui, dans d'autres cas, fournissent une explication logique des phénomènes observés.

CHAPITRE I

DEFINITIONS ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

A - DEFINITIONS

I . Coefficients de Transmission et de Rétrodiffusion

II . Distribution Angulaire des Electrons Transmis

B - PROCESSUS EXPERIMENTAUX

I . Mesure des Coefficients de Transmission et de Rétrodiffusion

II . Mesure de la Distribution Angulaire

C - PRECISION DES MESURES

I . Epaisseur des Echantillons

II . L'Angle d'Ouverture

III . Les Intensités

IV . Critique de la Méthode

1° . CAS DES COEFFICIENTS T ET R

2° . CAS DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

CHAPITRE I

DEFINITIONS ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Dans ce premier chapitre, nous définissons les grandeurs physiques qui vont faire l'objet de notre étude, nous décrivons les dispositifs expérimentaux utilisés et nous évaluons la précision de nos mesures.

A - DEFINITIONS

I . Coefficients de Transmission et de Rétrodiffusion

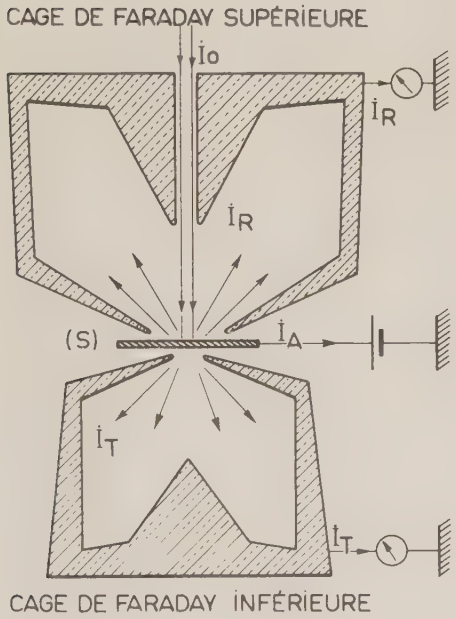


Figure I-1

Considérons un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques, accélérés sous une tension V et tombant normalement sur une feuille métallique S d'épaisseur x.

Appelons I_0 le nombre des électrons qui arrivent sur S, par unité de temps : I_R, I_A, I_T, les fractions du nombre de ces électrons qui sont respectivement rétrodiffusés, absorbés et transmis.

Ces grandeurs sont liées par la relation :

$$I_0 = I_R + I_A + I_T$$

ou :

$$1 = \frac{I_R}{I_0} + \frac{I_A}{I_0} + \frac{I_T}{I_0}$$

En désignant par R, A, T, les coefficients de rétrodiffusion, d'absorption et de transmission, nous obtenons :

$$R + A + T = 1 \qquad (I,1)^*$$

* Les relations, les figures et les tableaux sont numérotés à l'aide de deux nombres dont le premier correspond à celui du chapitre et le second au numéro d'ordre de la relation, de la figure ou du tableau.

La détermination de deux de ces grandeurs entraîne la connaissance de la troisième.

Le schéma de principe du dispositif permettant la mesure de ces coefficients est représenté sur la figure (I-1). Les électrons incidents arrivent sur l'échantillon placé entre les deux cages de Faraday à travers un canal de 1,5 mm de diamètre percé dans la cage supérieure. Un diaphragme, logé dans le canal, fixe la section du faisceau ; nous avons utilisé au cours de nos expériences des diamètres de 50, 100 et 200 μ.

II . Distribution Angulaire des Electrons Transmis

Dans le montage précédent entrent dans la cage inférieure tous les électrons transmis quelle que soit leur répartition angulaire. Or, en microscopie électronique, il est d'un grand intérêt de connaître l'intensité transmise dans la direction incidente.

C'est pourquoi nous avons cherché à mesurer les intensités diffusées dans une direction donnée ; on trouvera sur la figure (I-2) le schéma du dispositif correspondant. L'appareil comprend trois éléments principaux assemblés mécaniquement et dont l'axe vertical xx' est confondu avec celui de la colonne du microscope : le porte-diaphragme (D), le porte-échantillon (E) et la cage de Faraday pivotante (F).

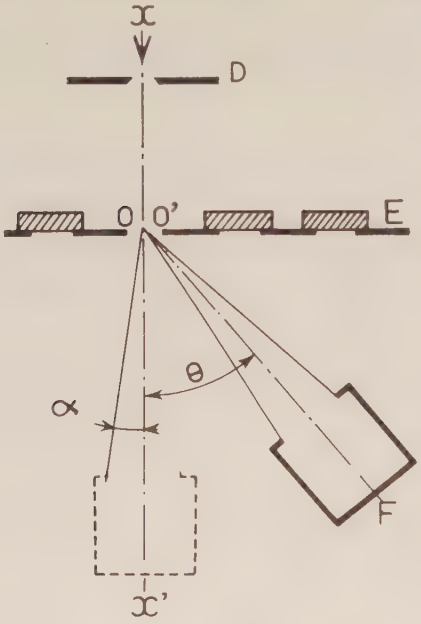


Figure I-2

L'échantillon est bombardé de la manière décrite précédemment.

Désignons par I_θ l'intensité transmise, dans la direction faisant l'angle θ avec xx', recueillie dans un angle solide $\Delta\omega = \pi\alpha^2$. L'angle α représente le demi-angle au sommet sous lequel de l'échantillon on voit le diaphragme d'entrée de la cage pivotante. On peut déterminer les grandeurs :

$$T_\theta = \frac{I_\theta}{I_0} \quad \text{et} \quad T_{\theta=0} = \frac{I_{\theta=0}}{I_0} \qquad (I,2)$$

Dans ce qui suit, nous désignerons dorénavant $T_{\theta=0}$ par T_α.

La cage de Faraday pivote, dans un plan vertical passant par xx', autour d'un axe horizontal fixe OO' situé au niveau de la face inférieure des échantillons. Cet axe est perpendiculaire au plan de la figure.

L'angle θ peut varier de -55° à +55°.

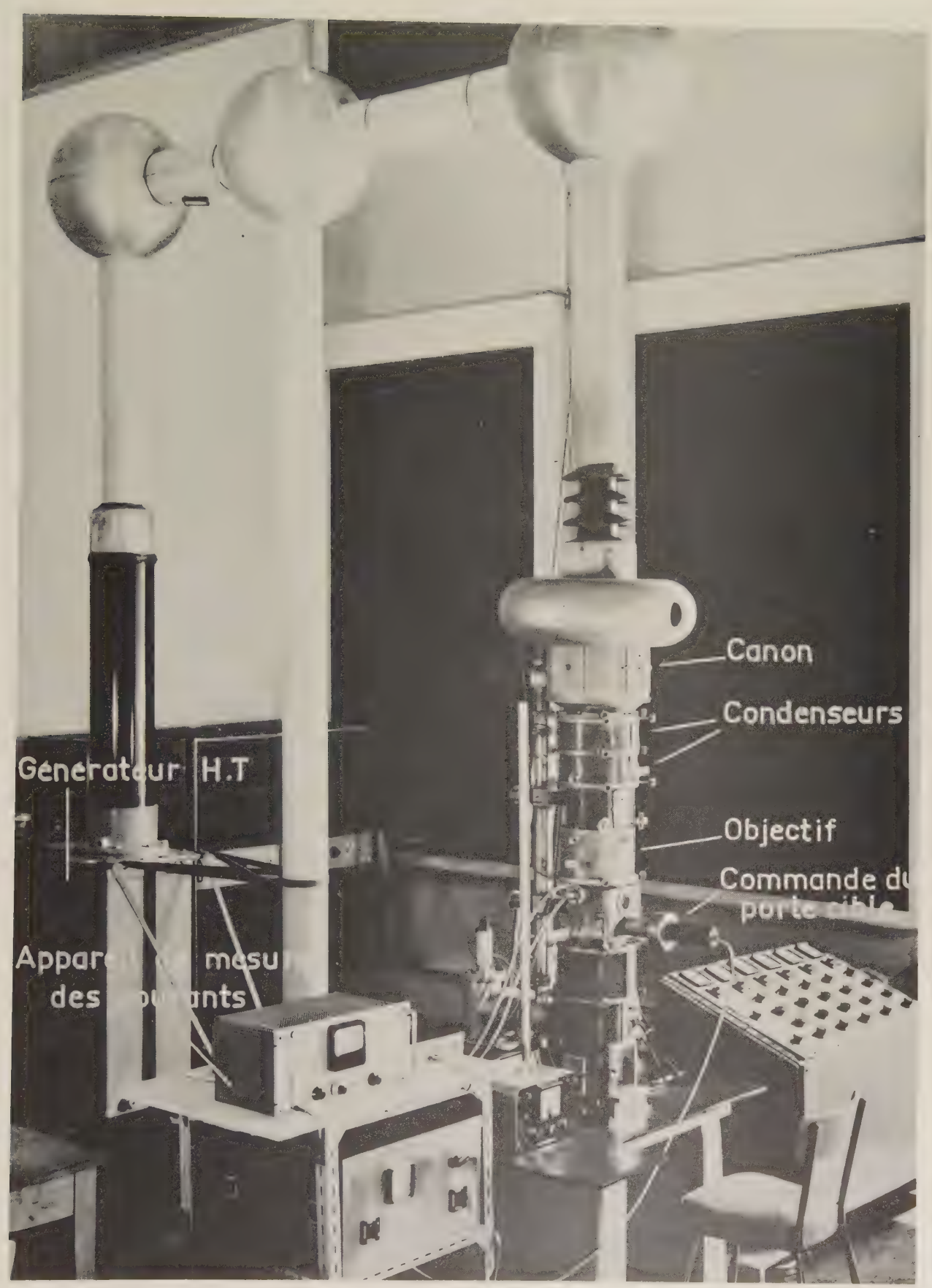


PLANCHE I

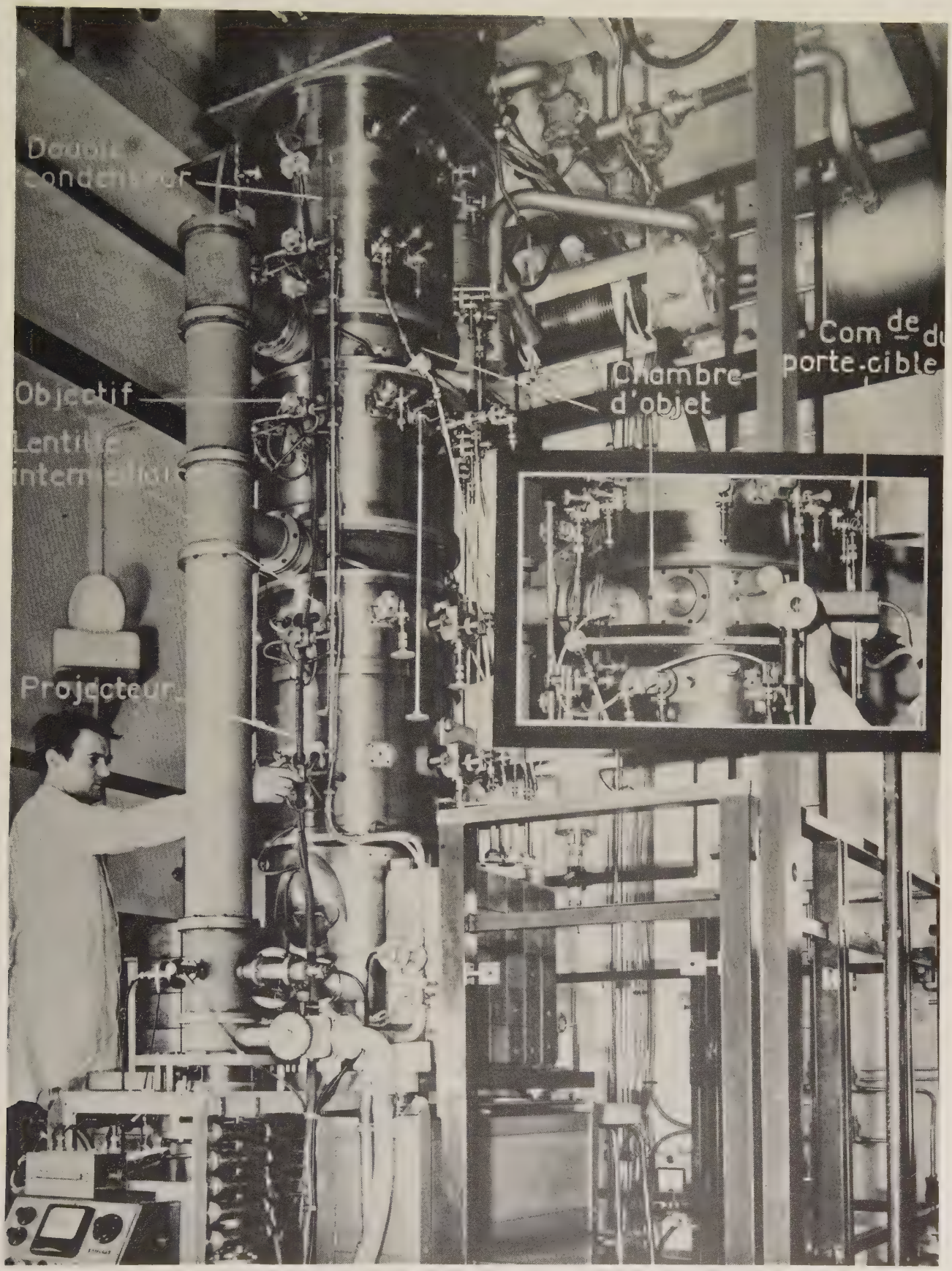

Doublet condenseur
Objectif
Lentille intermédiaire
Projecteur
Chambre d'objet
Com de du porte-cible

PLANCHE II

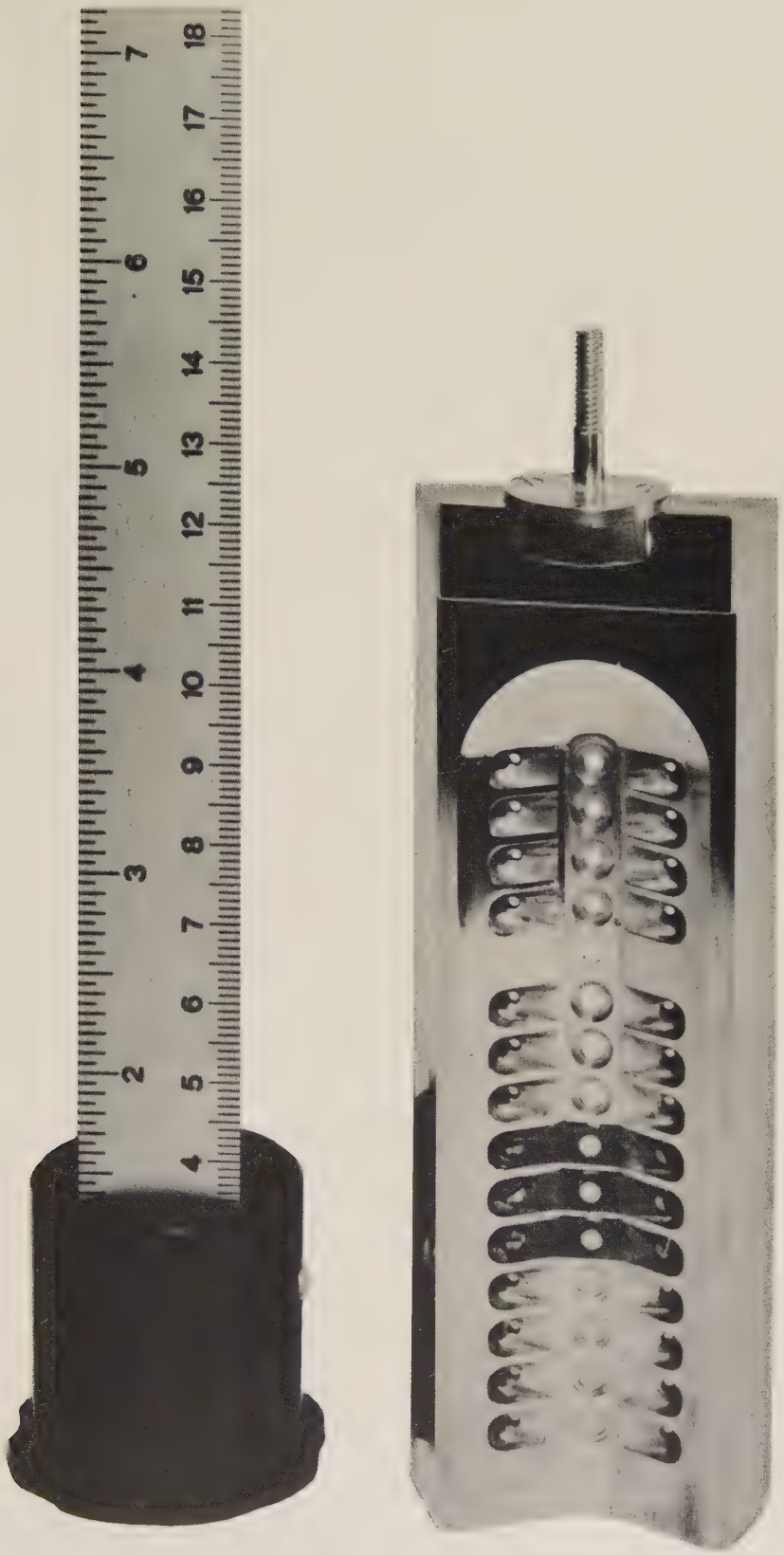


PLANCHE III

III . Choix des Paramètres

Les trajectoires des électrons du faisceau incident sont maintenues perpendiculaires au plan de l'échantillon : nous avons ainsi des conditions expérimentales précises qui assurent la reproductibilité de nos mesures.

Les différentes grandeurs sont fonction de l'énergie E des électrons incidents (ou de la tension accélératrice V), de l'épaisseur x de l'échantillon et de la nature de ce dernier.

B - PROCESSUS EXPERIMENTAL

I . Mesure des Coefficients de Transmission et de Rétrodiffusion

Dans nos expériences, l'énergie E des électrons incidents est comprise entre 47 et 1200 keV.

Dans une première série de mesures, notre dispositif a été introduit, à la place de la lentille intermédiaire, dans la colonne d'un microscope électronique dont la tension d'accélération varie d'une manière continue entre 47 et 238 keV (12), (20) et (56).

Le condenseur de ce microscope sert à régler l'intensité du faisceau incident ainsi que son parallélisme ; son angle d'ouverture est plus faible que 10^{-3} radians (56). La stabilité de la haute tension est voisine de 10^{-3} et la précision sur la valeur de l'énergie des électrons incidents est de l'ordre du centième (56).

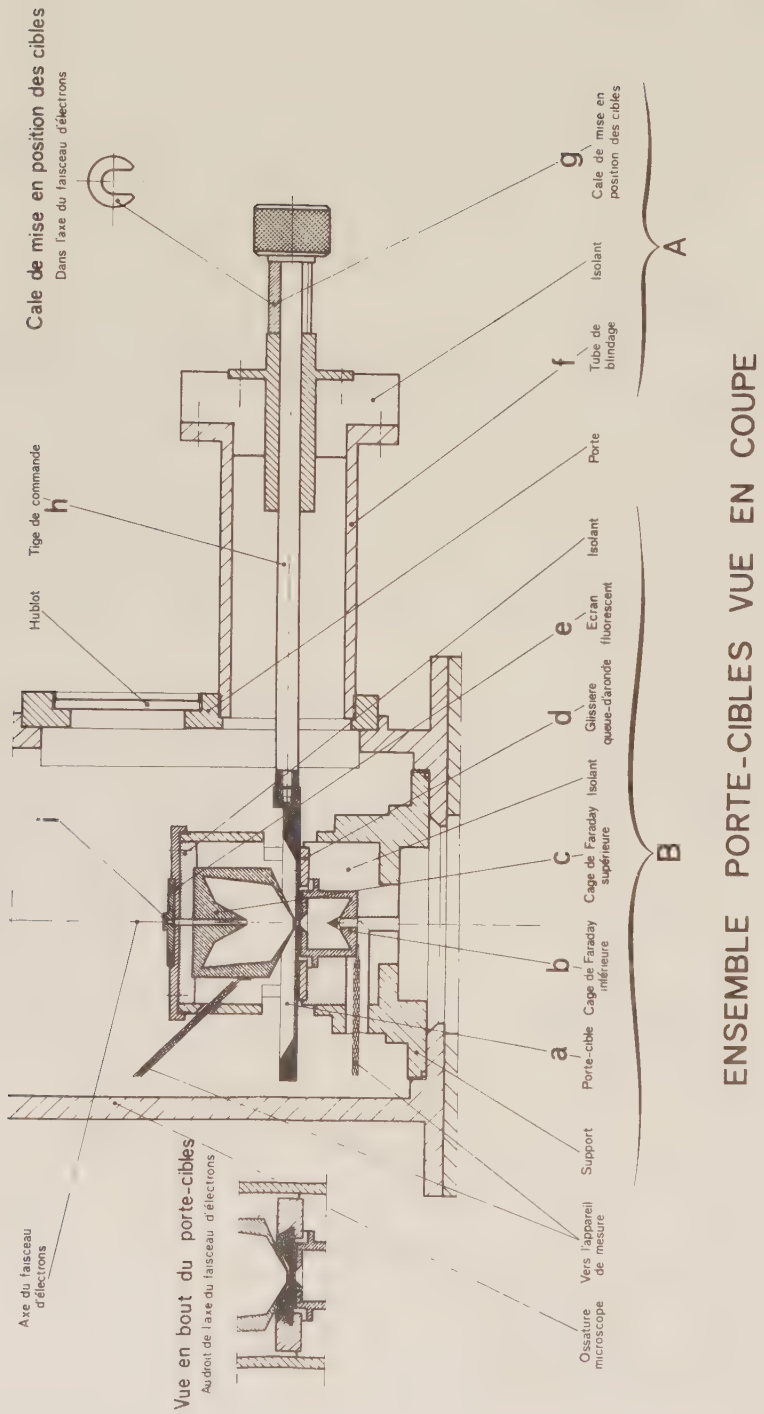
Dans une deuxième série de manipulations, le dispositif est placé au-dessus de l'objectif du microscope de 1,3 MeV du Laboratoire (21), (22) et (23).

Nous travaillons dans des conditions dites de stabilité réduite : $\frac{\Delta V}{V}$ est alors de l'ordre de 10^{-4} ; la précision sur la valeur de l'énergie des électrons incidents est aussi de 10^{-4} (56).

Les planches I et II qui correspondent respectivement au premier et au deuxième montage donnent une vue d'ensemble des installations.

La figure (I-3) représente une coupe longitudinale du dispositif introduit dans la colonne du microscope 250 kV.

Le porte-cible comprend des alvéoles équidistantes pouvant recevoir quatorze échantillons différents (voir planche III). Au moyen de cales calibrées placées sur la tige de commande (figure I-3), nous pouvons faire défiler sous le faisceau l'ensemble des cibles ou le trou laissé libre pour permettre la mesure de l'intensité incidente. Ces opérations s'effectuent sans faire d'entrée d'air dans le microscope.



ENSEMBLE PORTE-CIBLES VUE EN COUPE

Figure I-3

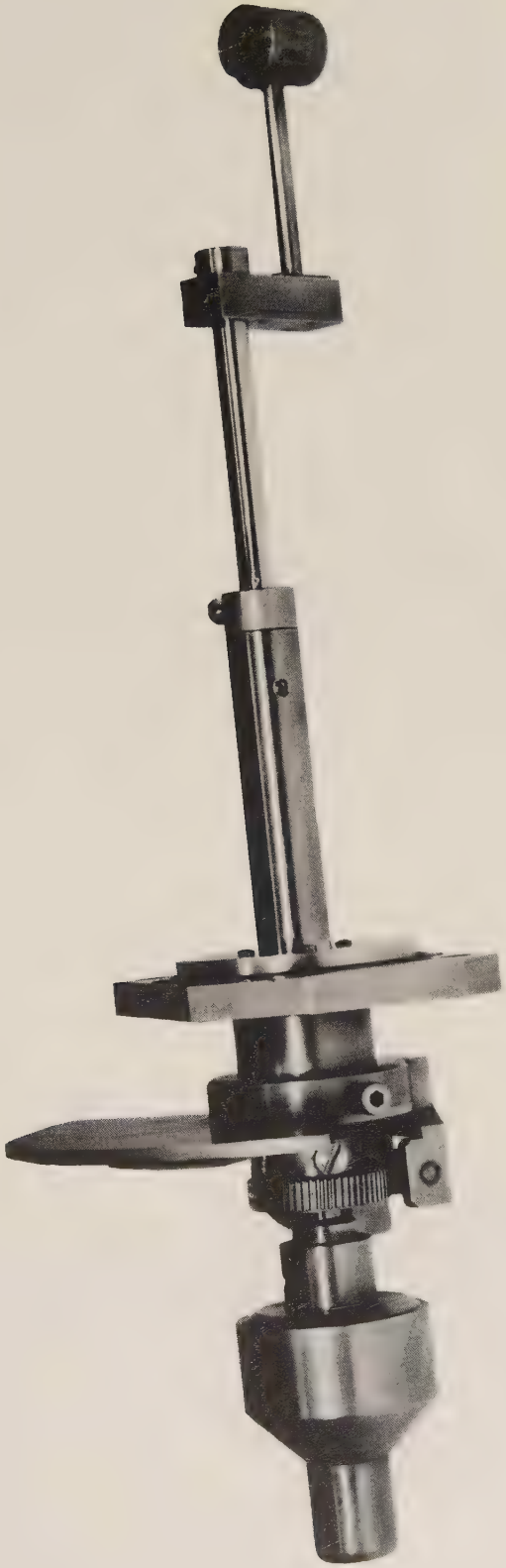


PLANCHE IV

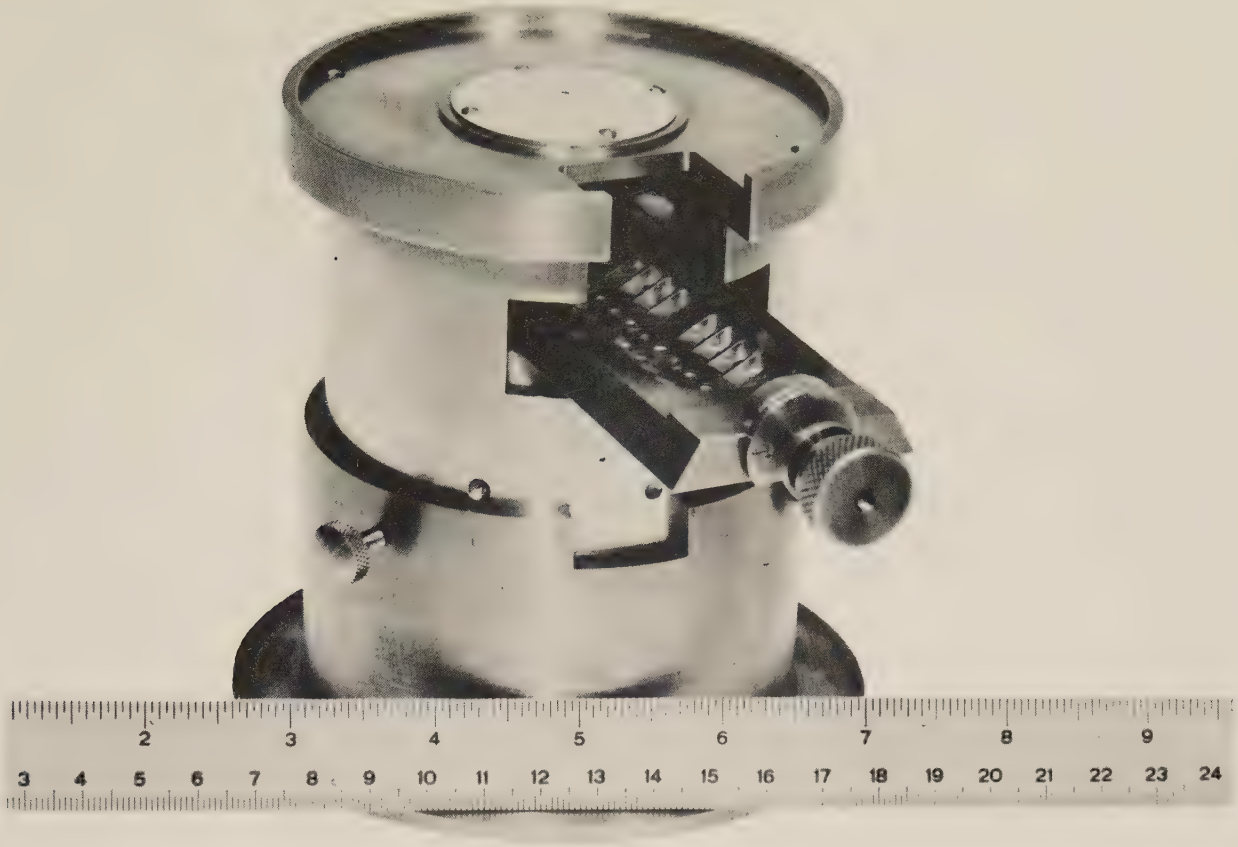


PLANCHE V

II . Mesure dans le cas de l'Etude de la Distribution Angulaire

Nos expériences correspondent ici à des énergies des électrons incidents comprises entre 300 et 1200 keV (3).

Le dispositif utilisé est semblable à celui décrit précédemment. La cage de Faraday supérieure est supprimée, celle située sous l'échantillon est remplacée par une autre cage qui pivote, dans un plan vertical contenant xx', autour d'un axe horizontal passant par le plan de glissement du porte-cible.

La planche IV montre la cage de Faraday pivotante solidaire de sa tige de commande. L'angle θ est déterminé à l'aide d'un vernier : l'erreur de mesure est inférieure à 10'.

Pour définir l'angle d'ouverture α, nous adaptons sur la partie supérieure de la cage un diaphragme convenablement choisi.

La planche V donne une vue d'ensemble du dispositif.

C - PRECISION DES MESURES

Rappelons que les différentes grandeurs à mesurer sont toujours fonction de l'énergie E des électrons incidents, de l'épaisseur x de la cible et, parfois, des angles α et θ.

I . Epaisseur des Echantillons

Les échantillons, amorphes ou polycristallins, se présentent sous forme de feuilles minces. Ils sont obtenus soit par évaporation, soit par laminage.

La précision sur la mesure des épaisseurs des cibles dépend de l'ordre de grandeur de celles-ci :

- pour des feuilles obtenues par évaporation, elle est liée à la mesure de la masse de métal déposé sur une surface déterminée. La balance utilisée permet d'apprécier le millième de milligramme (nous sommes sûrs du centième de milligramme) ;
- pour des échantillons laminés, nous utilisons un comparateur pneumatique de type "Solex", préalablement étalonné avec des cales dont l'épaisseur est connue au centième de micron.

Quel que soit le type de cible, dans les cas les plus défavorables, la précision sur la mesure des épaisseurs n'excède pas 5 % et elle augmente lorsque l'épaisseur de l'échantillon croît.

II . L'Angle d'Ouverture

L'angle α est donné par la relation :

$$\alpha = \frac{D}{2\,d}$$

où D et d représentent respectivement le diamètre du diaphragme d'entrée de la cage et la distance séparant ce diaphragme de l'échantillon.

D est connu à 5 μ près et d à 50 μ : l'erreur relative sur α n'excède pas 1 %.

III . Les Intensités

Nous savons que toutes les grandeurs physiques mesurées ici sont définies comme étant le rapport de deux intensités. Par exemple, le coefficient de transmission T est égal au rapport de l'intensité totale transmise I_T à l'intensité incidente I_0.

Nous avons toujours mesuré les valeurs des courants avec le <u>même</u> appareil de mesure ; ce dernier est du type à condensateur vibrant. Après étalonnage de l'appareil sur les différentes sensibilités utilisées, nous pouvons dire que la mesure des intensités introduit sur les grandeurs physiques une erreur relative de l'ordre de 2 %. Par ailleurs, nous pouvons admettre, en première approximation, que les erreurs introduites par la mesure de l'énergie E et de l'angle θ sont négligeables par rapport aux autres.

IV . Critique de la Méthode

1° . CAS DES COEFFICIENTS T ET R

Ces deux coefficients, de transmission et de rétrodiffusion, ont un sens dans la mesure où l'on recueille soit tous les électrons diffusés vers l'avant, soit tous les électrons diffusés en retour. Il est donc nécessaire que l'angle solide Ω sous lequel on voit de l'échantillon le récepteur soit voisin de 2 π ; dans nos expériences, il est de l'ordre de 1,85 π.

L'erreur introduite sur les coefficients T et R est négligeable : les électrons transmis ou rétrodiffusés en faisant un angle voisin de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à l'axe xx' sont peu nombreux (3), (16) et (31).

Nous nous sommes efforcés, en particulier dans le cas des échantillons minces, de garder la même valeur de l'angle solide Ω. Pour cela, il est nécessaire que la distance entre la surface de l'échantillon et la cage de Faraday supérieure reste constante. Cette condition est remplie en positionnant les cibles minces sur des cales percées, dûment calibrées.

La validité des mesures est également liée à la qualité des récepteurs d'électrons, c'est-à-dire des cages de Faraday. L'impédance d'isolement des deux cages est mille à dix mille fois supérieure à l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure, ce qui rend les courants de fuite négligeables.

Nous portons l'échantillon à +50 V par rapport au potentiel des deux cages afin d'éviter que les électrons secondaires vrais émis par la cible pénètrent dans ces récepteurs (56). Cette précaution est utile car l'émission secondaire vraie dépend en grande partie de l'état de surface de l'échantillon (61).

Dans ces conditions de fonctionnement, nous mesurons les deux intensités I_0 et I_T (ou I_R) légèrement par défaut. Or, les erreurs introduites sur les intensités sont du même ordre de grandeur et dans le même sens : l'erreur sur le rapport des intensités est négligeable (2) et (56).

2° . CAS DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

Le parallélisme des trajectoires électroniques incidentes et l'orthogonalité de l'axe xx' par rapport à l'échantillon sont des conditions impératives de reproductibilité des mesures des coefficients T_α et T_θ.

Après centrage du faisceau électronique dans le microscope de 1,3 MeV, la deuxième condition est réalisée par construction.

Le parallélisme du faisceau incident est assuré par une lentille magnétique placée à la sortie du canon. En faisant varier l'intensité du courant d'excitation de cette lentille, on forme du cross-over une image qui se situe au foyer objet du tube accélérateur. Le parallélisme du faisceau est assuré dans ces conditions à mieux que 10^{-4} radians (56). L'ouverture du faisceau incident ne représente donc pas une source d'erreur supplémentaire dans l'évaluation de l'intensité diffusée par l'objet.

L'objet examiné ne se trouve pas dans une région où existe un champ d'induction magnétique ; les propriétés géométriques du faisceau incident sont donc conservées.

Notre dispositif ne permet pas toutefois l'étude de la diffusion électronique pour des angles α inférieurs à 10^{-2} radians, car cela exigerait une plus grande précision mécanique dans l'exécution des différenees pièces. Par ailleurs, des précautions doivent être prises dans l'exécution de la partie supérieure de la cage de Faraday. En effet, ne doivent pénétrer que les électrons diffusés à l'intérieur du cône de demi-angle au sommet α (figure (I-4)) (échelle arbitraire).

Si l'épaisseur de la paroi du diaphragme d'entrée (C) est insuffisante (57), le pouvoir de pénétration des électrons de forte énergie permet à ceux-ci de traverser le blindage de la cage qui recueille alors des électrons diffusés en-dehors de l'angle α : ces mesures sont entachées d'erreur par excès.

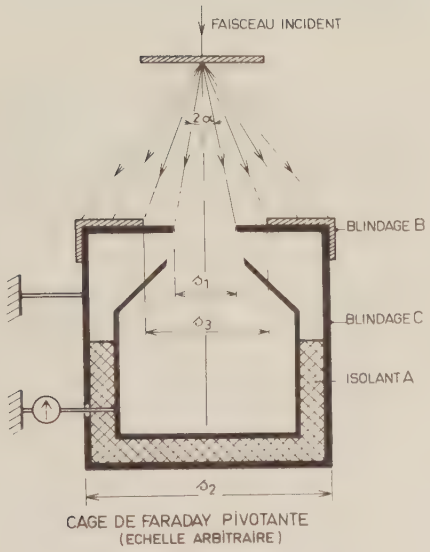


Figure I-4

Soit T_α le coefficient réel de transmission correspondant à la surface s_1, c'est-à-dire à l'ouverture α. Admettons comme hypothèse de travail que le coefficient de transmission, en-dehors de α, pour une surface équivalente à s_1, soit de l'ordre de $\frac{T_\alpha}{10\ 000}$; le coefficient mesuré est alors majoré de $\frac{T_\alpha}{10\ 000} \cdot \frac{s_2}{s_1}$, où s_2 représente la surface de la partie supérieure de la cage. Comme le rapport $\frac{s_2}{s_1}$ peut atteindre la valeur 2000, le coefficient de transmission mesuré devient égal à 1,2 T_α. Cet exemple souligne l'importance des erreurs introduites dans les mesures si l'épaisseur du blindage formant la partie supérieure de la cage n'est pas suffisante.

Pour pallier cet inconvénient, nous avons réalisé des diaphragmes d'entrée en molybdène de 1,2 mm d'épaisseur. Comme nous le verrons ultérieurement, nos mesures montrent que cette épaisseur arrête tous les électrons d'énergie inférieure ou égale à 1,2 MeV.

Deux tests de contrôle ont été effectués. Nous commentons ici le premier ; le second sera exposé lors de l'étude de la répartition angulaire (Chapitre II, page 41).

Pour les tensions les plus élevées (1000, 1200 kV) et pour le diamètre du diaphragme d'entrée le plus faible ($\alpha = 2.10^{-2}$ radians), deux séries d'expériences ont été réalisées à l'aide des mêmes échantillons d'aluminium et d'or de différentes épaisseurs. Dans un premier temps, T_α est mesuré comme précédemment (le diaphragme d'entrée (C) est placé sans aucun blindage supplémentaire sous le faisceau). Ensuite, nous coiffons le diaphragme d'un blindage (B) de molybdène d'épaisseur e = 1,2 mm et d'ouverture utile s_3 telle que le rapport s_2/s_3 soit égal à 16.

Les valeurs de T_α mesurées dans ces deux cas sont les mêmes aux erreurs de lecture près. Une épaisseur de 1,2 mm de molybdène est donc suffisante pour arrêter les électrons d'énergie au plus égale à 1,2 MeV.

En conclusion, nous pouvons affirmer que, dans nos mesures, l'erreur relative est, dans les cas les plus défavorables, de l'ordre de 8 %.

CHAPITRE II

LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - LE COEFFICIENT DE TRANSMISSION T

I . Les Différents Paramètres

II . Les Résultats Expérimentaux

B - LE COEFFICIENT DE RETRODIFFUSION R

I . Les Différents Paramètres

II . Les Résultats Expérimentaux

1° . CAS DES ECHANTILLONS MASSIFS

2° . CAS DES ECHANTILLONS MINCES

C - LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS TRANSMIS

I . Les Différents Paramètres

II . Les Résultats Expérimentaux

1° . CAS DE LA DIRECTION INCIDENTE

2° . CAS DE L'ANGLE θ QUELCONQUE

CHAPITRE II

LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - LE COEFFICIENT DE TRANSMISSION T

I . Les Différents Paramètres

Rappelons que le coefficient de transmission T est défini comme le rapport du nombre de tous les électrons I_T transmis par l'échantillon à celui des électrons incidents I_0 : $T = \frac{I_T}{I_0}$.

La détermination de cette grandeur concerne quatorze éléments répartis sur l'ensemble de l'échelle atomique : Be, Al, Ni, Cu, Zn, Nb, Mo, Ag, Cd, Ta, W, Pt, Au et Pb.

Pour chacun d'eux, nous nous sommes efforcés d'étudier un grand nombre d'échantillons d'épaisseurs x différentes. A titre d'exemple, dans le cas de l'aluminium, une trentaine de cibles dont l'épaisseur varie entre 4,5 μ et 1 mm ont été examinées. Par contre, nos expériences sur le Béryllium n'ont porté que sur quatre épaisseurs.

Les valeurs de T ont été également déterminées pour dix-sept valeurs différentes de l'énergie des électrons incidents : 37, 46,5, 70, 97, 121, 146, 171, 191, 212, 238, 300, 400, 500, 600, 750, 1000 et 1200 keV.

Nous avons vérifié la reproductibilité des mesures en effectuant, à des dates différentes, les expériences sur les mêmes échantillons : les écarts observés n'excèdent pas en général 1 %. En effet, dans ce cas, l'erreur sur la mesure des épaisseurs n'intervient pas et, seule, l'incertitude relative concernant la mesure des intensités entre en ligne de compte. Il est à souligner que, dans ces expériences, nous faisons varier systématiquement la section et l'intensité du faisceau incident. Ces modifications n'entraînent pas de variations sensibles sur le coefficient de transmission. L'intensité incidente I_0 est dans toutes les manipulations de l'ordre de 10^{-9} A.

II . Les Résultats Expérimentaux

Dans les tableaux 2,I et 2,II, sont rassemblées, à titre indicatif, quelques valeurs obtenues pour le coefficient de transmission T. Nous y trouvons, pour un échantillon donné, le résultat de deux mesures d'intensité effectuées à différentes dates et les valeurs correspondantes de T : les écarts observés sur ΔT sont inférieurs à 0,01.

TABLEAU 2,I

Exemples de Résultats - Coefficient de Transmission

Ordre de grandeur des courants : $I_0 \times 10^{-10}$ A

	97 kV			121 kV			146 kV			171 kV			196 kV			238 kV		
	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T
Al 28 μ	27,1	67,9	0,399	45,0	66,0	0,682	56,7	68,6	0,827	59,8	66,4	0,901	60,5	64,6	0,937	65,0	66,4	0,979
	27,0	67,7	0,399	45,0	65,8	0,684	56,8	68,7	0,827	59,9	66,2	0,905	60,5	64,3	0,941	65,1	66,5	0,979
Cu 13 μ	4,0	76,0	0,053	17,1	78,4	0,218	36,6	84,1	0,435	48,5	83,2	0,583	54,9	81,7	0,672	67,6	84,2	0,803
	4,0	76,2	0,052	16,9	78,4	0,216	36,7	84,0	0,437	48,6	83,3	0,583	54,9	81,9	0,670	67,1	84,1	0,798
Ni 5,5 μ	47,6	79,9	0,596	58,7	78,2	0,750	68,6	82,2	0,835	69,9	79,2	0,883	74,4	80,2	0,928	76,4	78,8	0,970
	48,0	80,0	0,600	58,7	78,2	0,750	68,5	82,0	0,835	69,8	79,2	0,881	74,3	80,0	0,929	76,1	78,9	0,965
Cd 12 μ	6,7	77,0	0,084	18,2	79,1	0,230	32,5	82,8	0,393	42,1	79,1	0,532	51,0	83,8	0,609	59,0	82,2	0,718
	6,4	77,2	0,083	18,1	79,2	0,228	32,8	82,9	0,396	42,0	79,0	0,532	51,0	83,9	0,608	58,9	82,0	0,718
Au 10 μ	0	80,0	0	0,9	76,2	0,012	4,3	76,0	0,057	10,5	82,3	0,128	16,7	78,6	0,212	29,7	81,0	0,367
	0	79,9	0	0,6	76,1	0,008	4,0	76,1	0,053	10,7	82,2	0,130	16,8	78,8	0,213	29,9	81,2	0,368
Pt 5 μ	5,7	79,8	0,071	15,8	81,0	0,195	26,7	80,3	0,333	35,8	81,0	0,442	42,4	83,0	0,511	51,3	83,1	0,617
	5,5	79,8	0,069	16,1	81,1	0,199	26,5	80,3	0,330	35,7	81,0	0,441	42,6	83,2	0,512	51,1	83,1	0,615
Ag 10 μ	8,6	80,0	0,108	22,9	80,4	0,285	36,6	82,2	0,445	45,2	79,1	0,571	56,0	84,2	0,665	62,7	82,9	0,756
	8,6	80,2	0,107	22,6	80,3	0,281	36,6	82,1	0,446	45,3	79,0	0,573	56,1	84,1	0,667	62,9	83,0	0,758

TABLEAU 2,II

Exemples de Résultats - Coefficient de transmission

Ordre de grandeur des courants : $I_0 \times 10^{-10}$ A

	301 kV			401 kV			601 kV			800 kV			1000 kV			1200 kV		
	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T	I_T	I_0	T
Al 412 μ	0	81,0	0	5,2	77,1	0,067	45,2	83,4	0,542	59,8	75,0	0,797	72,1	79,2	0,910	76,3	80,1	0,953
	0	81,1	0	5,4	77,2	0,070	45,3	83,2	0,544	59,8	75,0	0,797	71,9	79,1	0,909	76,3	79,9	0,955
Nb 75 μ	6,4	78,1	0,082	24,2	84,7	0,286	48,3	79,4	0,608	62,3	81,0	0,769	73,5	86,0	0,855	75,3	83,3	0,904
	6,3	78,1	0,081	24,3	84,5	0,288	48,1	79,4	0,606	62,2	81,1	0,767	73,6	86,0	0,856	75,5	83,5	0,904
Mo 92 μ	0,5	78,0	0,006	8,5	84,9	0,100	33,3	79,5	0,419	51,1	81,0	0,631	64,9	86,0	0,755	70,1	83,5	0,840
	0,6	78,1	0,008	8,5	85,0	0,100	33,2	79,5	0,418	51,1	80,9	0,632	64,8	86,0	0,753	70,2	83,5	0,841
Ag 38 μ	22,6	82,0	0,276	42,4	85,0	0,499	61,0	81,5	0,748	61,1	71,6	0,853	71,1	78,0	0,912	78,3	83,3	0,940
	22,8	82,0	0,278	42,6	85,1	0,500	61,1	81,1	0,753	61,0	71,6	0,853	71,0	77,8	0,913	78,5	83,1	0,945
Cd 51 μ	18,2	82,5	0,221	36,2	82,3	0,440	57,9	82,3	0,704	65,9	79,4	0,830	65,7	75,5	0,870	73,8	79,8	0,925
	18,2	82,2	0,221	36,1	82,2	0,439	57,8	82,3	0,702	66,1	79,5	0,831	65,9	75,5	0,873	74,1	79,8	0,929
Pt 30 μ	3,0	84,0	0,036	14,0	83,9	0,167	37,2	82,0	0,454	47,0	76,9	0,611	54,0	74,8	0,722	66,0	83,9	0,787
	3,1	84,1	0,037	13,9	84,0	0,165	37,2	82,0	0,454	47,1	76,9	0,612	54,0	74,9	0,721	65,6	83,5	0,786
Pb 60 μ	2,6	84,2	0,031	13,6	84,1	0,162	32,6	82,5	0,395	47,7	84,0	0,568	58,0	84,5	0,686	62,9	82,9	0,759
	2,5	84,1	0,030	13,4	84,3	0,159	32,7	82,6	0,396	47,7	84,0	0,568	57,9	84,3	0,687	62,7	82,8	0,757

Pour un corps de numéro atomique donné, le coefficient de transmission T dépend de l'épaisseur x de l'échantillon et de l'énergie E des électrons incidents (2), (23) et (56). Il peut être représenté par une expression de la forme T = T(x,E). Si, pour une cible donnée, nous faisons varier l'énergie des électrons incidents, nous obtenons la courbe de variation de T en fonction de l'énergie. Les graphes représentatifs de l'ensemble des différentes épaisseurs constituent une famille que nous désignons par : T = T(E) à x = Cte. On trouvera sur les figures (II-1), (II-2), (II-3) et (II-4) une partie des résultats obtenus pour l'aluminium, le nickel, le cadmium et le platine.

A partir de la famille de T = T(E) à x = Cte, on peut tracer les courbes T(x) à E = Cte, à condition toutefois que le nombre d'épaisseurs correspondant aux différentes cibles soit suffisant. Cette deuxième famille est très utile, car elle permet de connaître, pour un échantillon d'épaisseur x_1 donnée, la variation relative en intensité d'un faisceau d'électrons monocinétique à différentes profondeurs x de l'échantillon. Cette nouvelle présentation des résultats est indiquée pour l'aluminium, le cuivre, le molybdène et le platine sur les figures (II-5), (II-6), (II-7) et (II-8).

B - LE COEFFICIENT DE RETRODIFFUSION R

I . Les Différents Paramètres

Rappelons que le coefficient de rétrodiffusion R est égal au rapport du nombre de tous les électrons I_R diffusés en retour au nombre des électrons incidents I_0 : $R = \frac{I_R}{I_0}$.

Notre étude porte sur un ensemble de 26 éléments comprenant ceux qui ont été examinés en transmission et une dizaine d'autres, comme le fer, le cobalt et l'uranium. Les énergies des électrons incidents utilisées sont les mêmes que lors de l'étude de la transmission.

Pour un élément donné, le coefficient de rétrodiffusion R dépend à priori de la tension d'accélération V et de l'épaisseur x de l'échantillon ; il peut se mettre sous la forme R = R(x,E) (58). Cependant, nous constatons qu'il se produit un phénomène de saturation. En effet, pour une énergie donnée des électrons incidents, le coefficient de rétrodiffusion cesse de croître à partir d'une certaine épaisseur que nous désignerons par r/2, r étant, comme nous le verrons, le parcours entier des électrons (57). L'échantillon dont l'épaisseur est supérieure ou égale à cette valeur minimale r/2 est dit "massif" pour l'énergie considérée et "mince" dans le cas contraire (58).

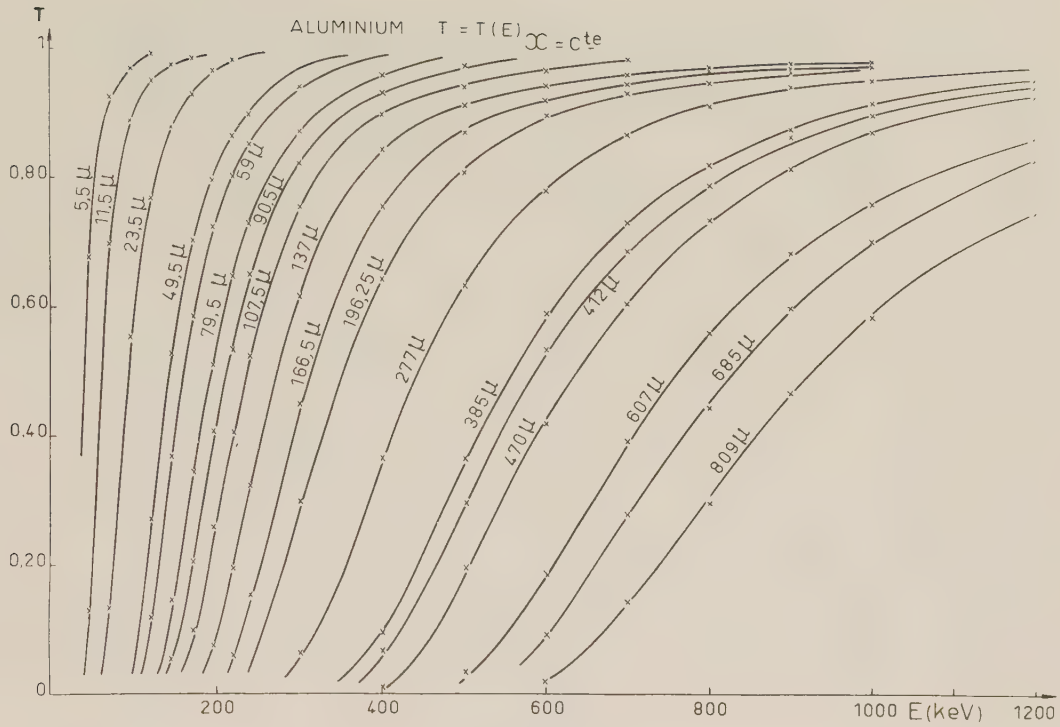


Figure II-1

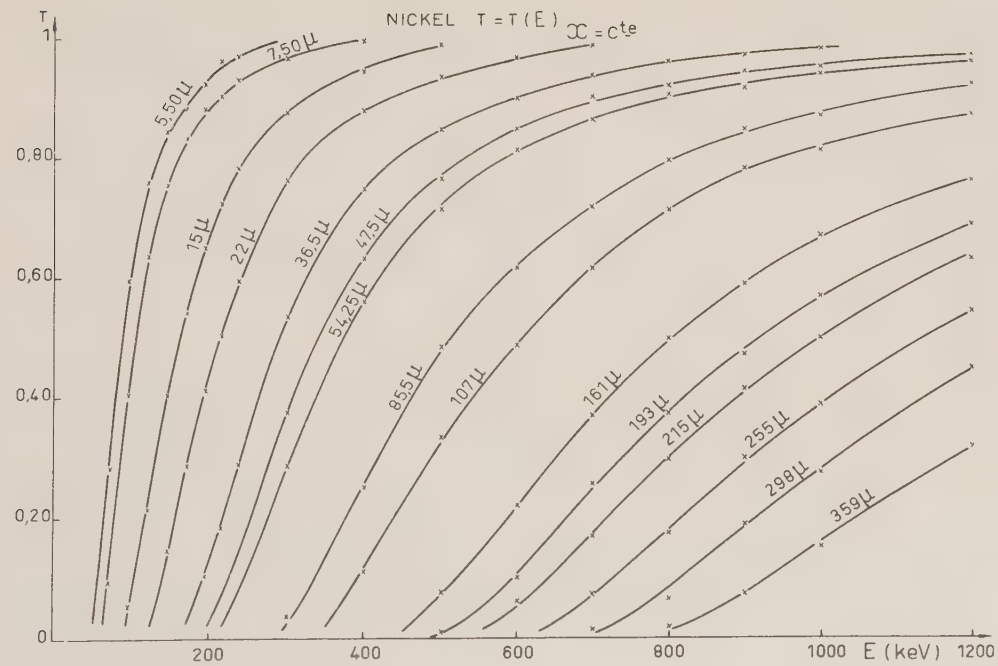


Figure II-2

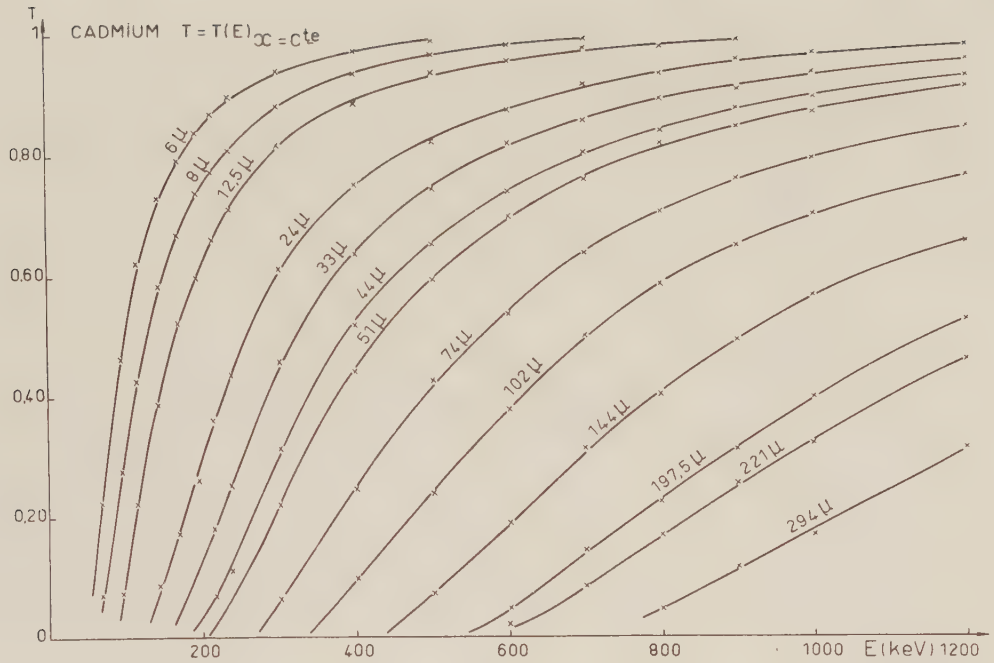


Figure II-3

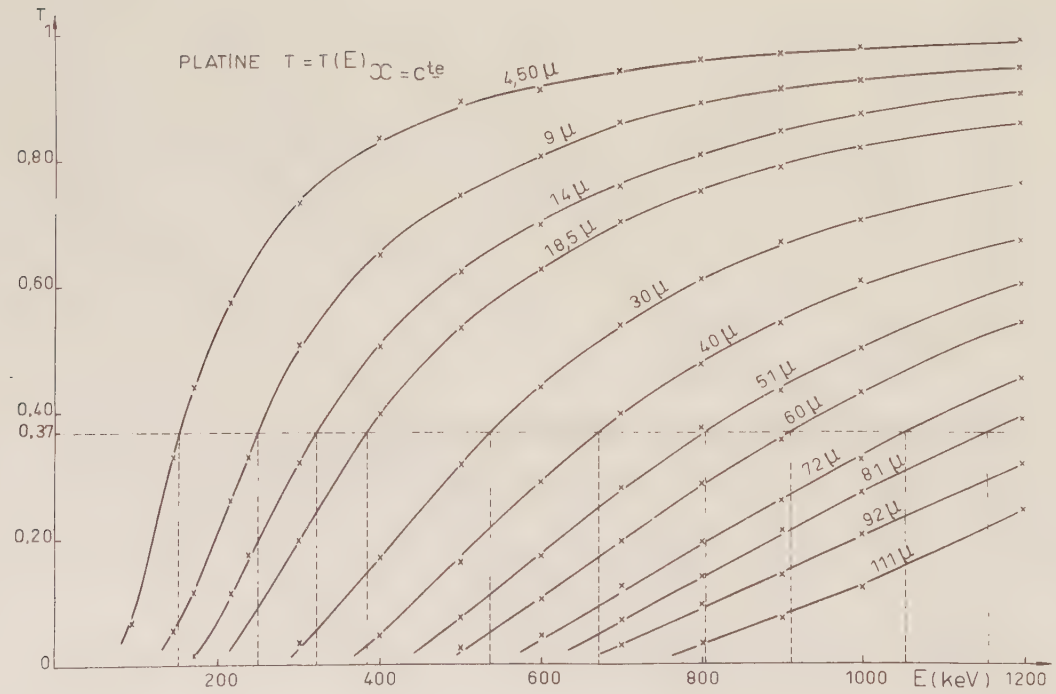


Figure II-4

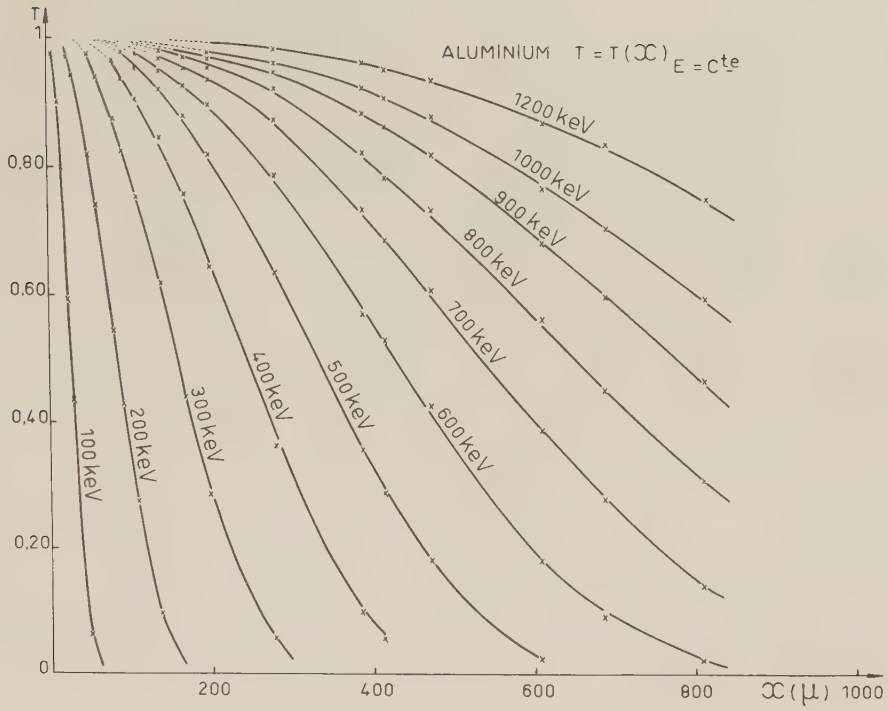


Figure II-5

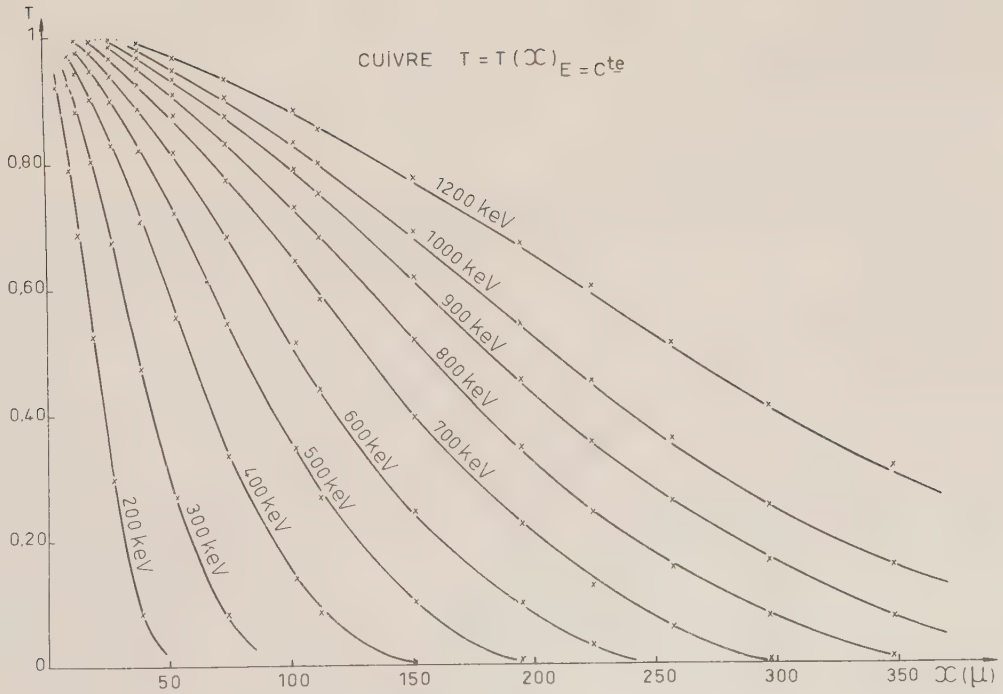


Figure II-6

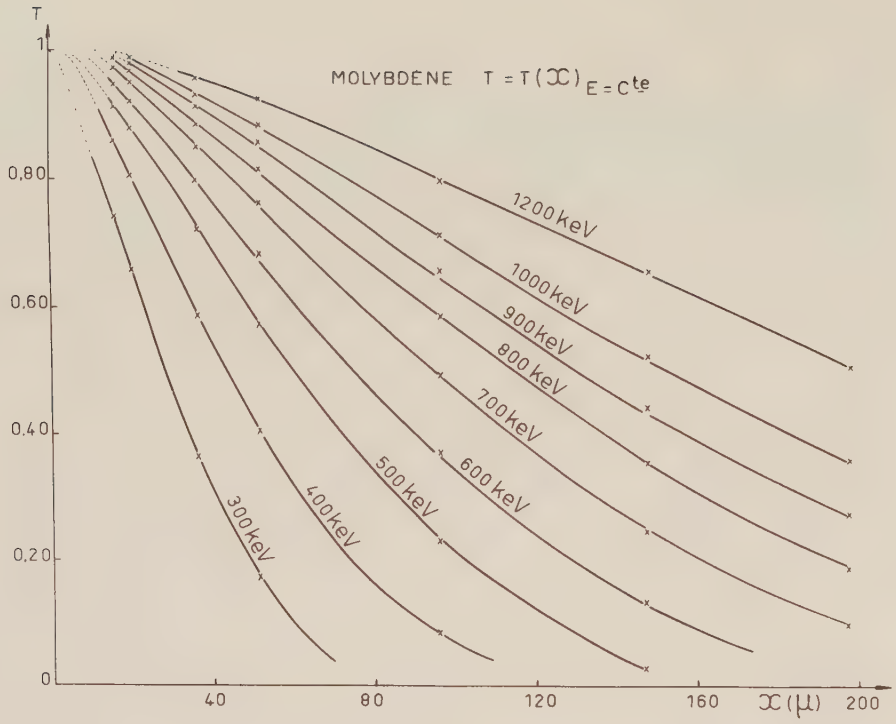


Figure II-7

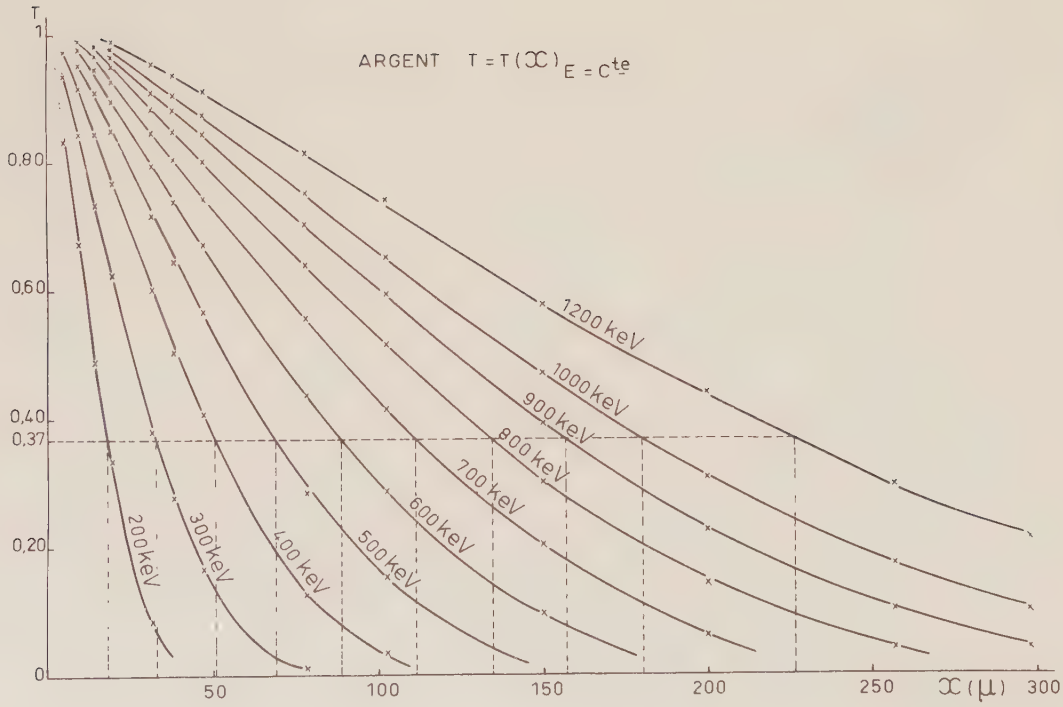


Figure II-8

II . Les Résultats Expérimentaux

1° . CAS DES ECHANTILLONS MASSIFS

Compte tenu de ce qui précède, pour un élément donné, le coefficient de rétrodiffusion des échantillons massifs ne dépend que de la tension accélératrice : $R = R(E)$. La variation de R en fonction de l'énergie est toutefois relativement lente. Il faut étudier le phénomène sur un large intervalle énergétique pour se rendre compte de cette dépendance. Les courbes de la figure (II-9) illustrent cette variation pour quelques éléments convenablement répartis sur l'ensemble des Z. On constate la présence de maxima très aplatis dont la position varie avec le numéro atomique : pour l'or, il est voisin de 300 keV, alors que, pour le carbone, il se situe vers 4 keV (45).

2° . CAS DES ECHANTILLONS MINCES

Pour un élément donné, le coefficient de rétrodiffusion des échantillons minces peut se mettre sous la forme la plus générale $R = R(x,E)$ (12). L'étude de la variation de R en fonction de l'énergie a été faite avec une cible d'épaisseur x déterminée.

Les courbes des figures (II-10), (II-11), (II-12) et (II-13) donnent, en ce qui concerne l'aluminium, le cuivre, l'argent et l'or, l'allure de variation de R en fonction de E pour x = Cte.

On constate que les courbes relatives aux échantillons minces viennent se raccorder sur celle de l'échantillon dit massif. La détermination de l'abscisse du point de raccordement est très importante. En effet, elle est liée au parcours entier r des électrons dans la matière (57).

C - LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS TRANSMIS

I . Les Différents Paramètres

Notre étude porte sur une dizaine d'éléments, tels que : Be, Al, Cu, Ag, Au, ... Le domaine des épaisseurs étudiées varie suivant la nature de chaque élément : pour l'aluminium, il se situe entre 0,9 et 120 μ et, dans le cas de l'or, entre 0,2 et 30 μ. On bombarde les échantillons avec des électrons dont l'énergie prend les valeurs suivantes : 300, 500, 750, 1000 et 1200 keV. Les angles α, définis par les différents diaphragmes de la cage de Faraday pivotante, sont successivement égaux à : 20, 30, 45 et 56 milliradians.

Les valeurs de l'angle θ, qui définit l'inclinaison de la cage par rapport à l'axe du microscope, se situent entre 0 et 55°, elles dépendent de la variation plus ou moins rapide de l'intensité diffusée I_θ. D'une manière générale, nous explorons l'espace jusqu'à ce que I_θ soit de l'ordre de cent millième de l'intensité incidente I_0.

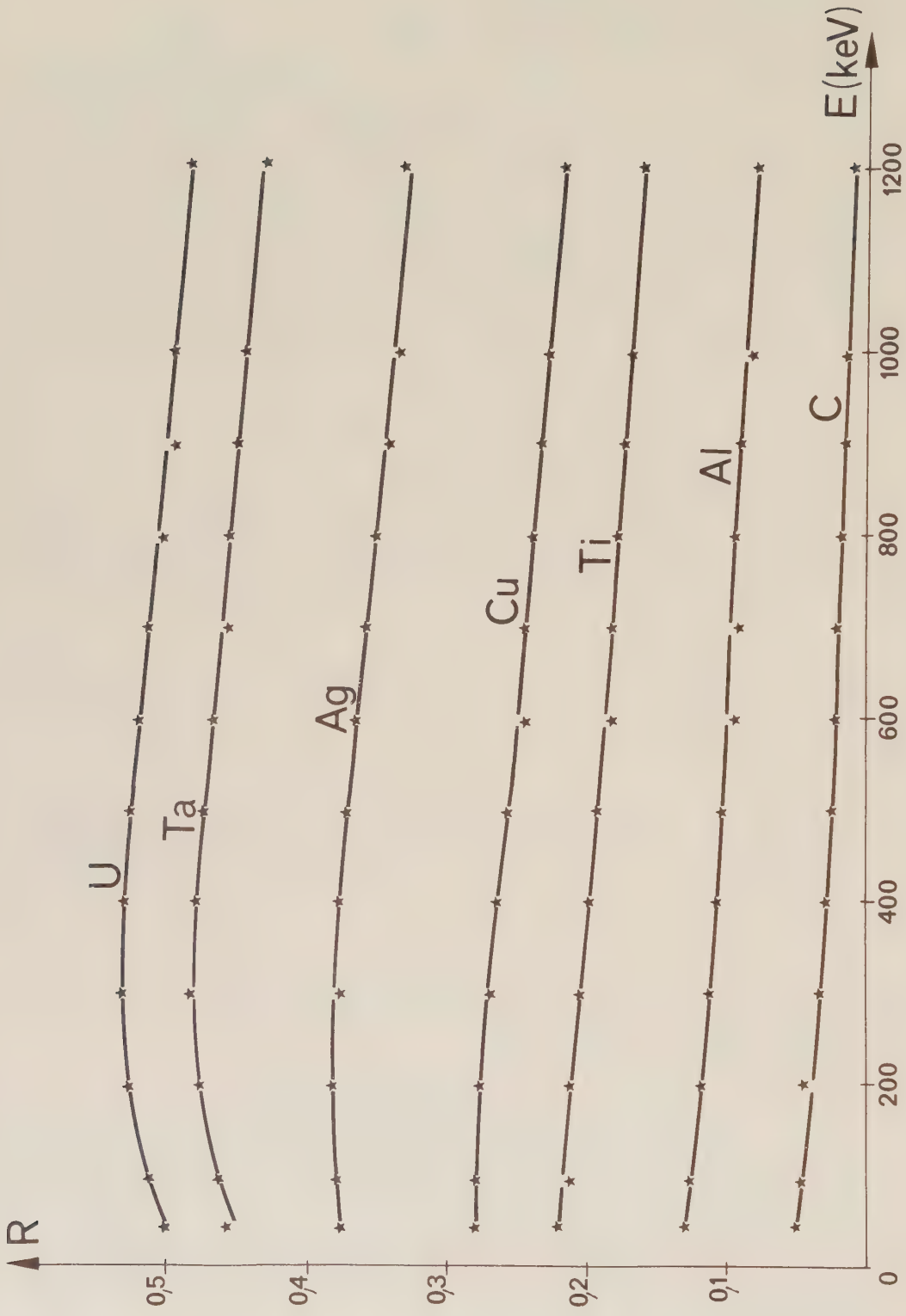


Figure II-9

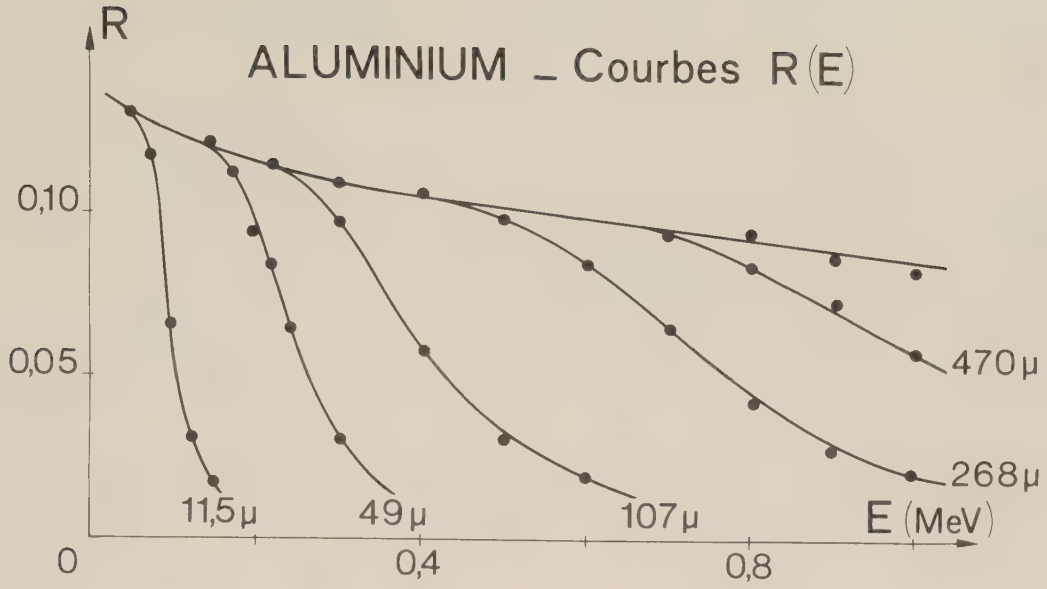


Figure II-10

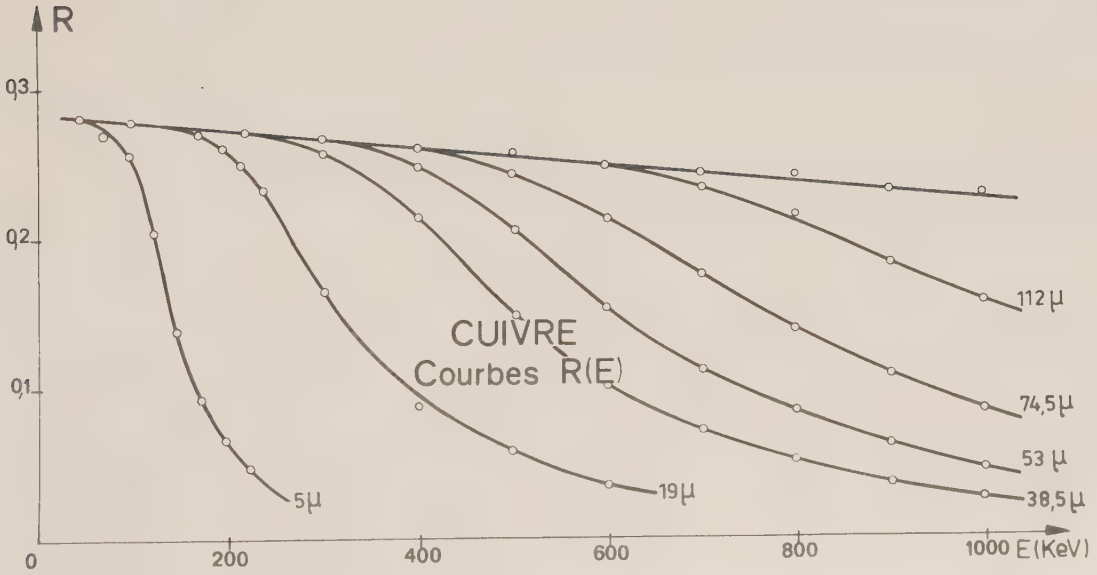


Figure II-11

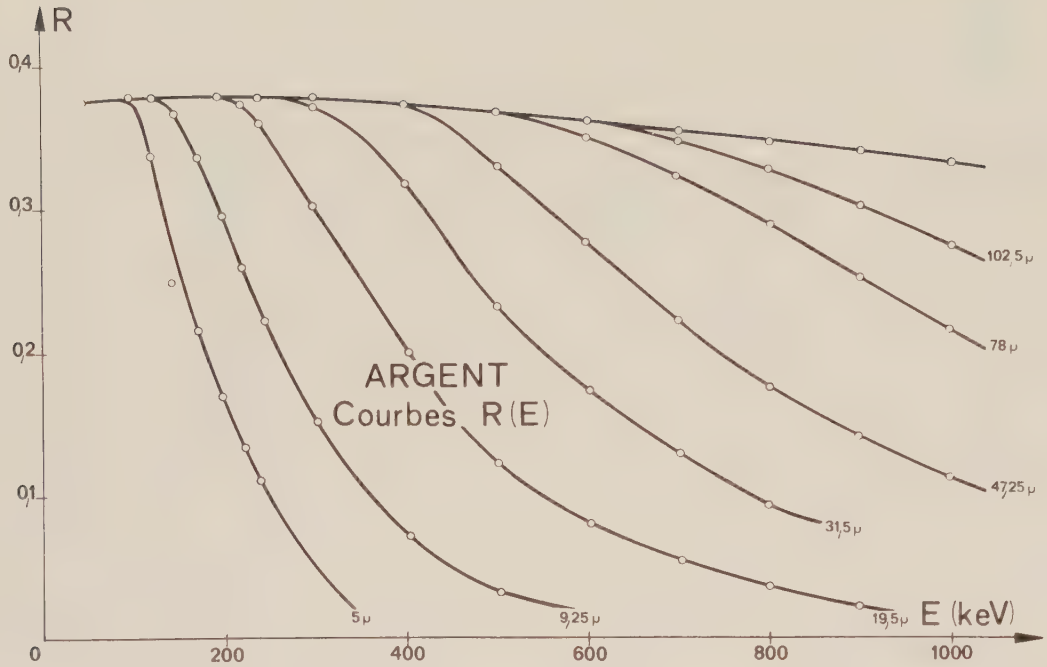


Figure II-12

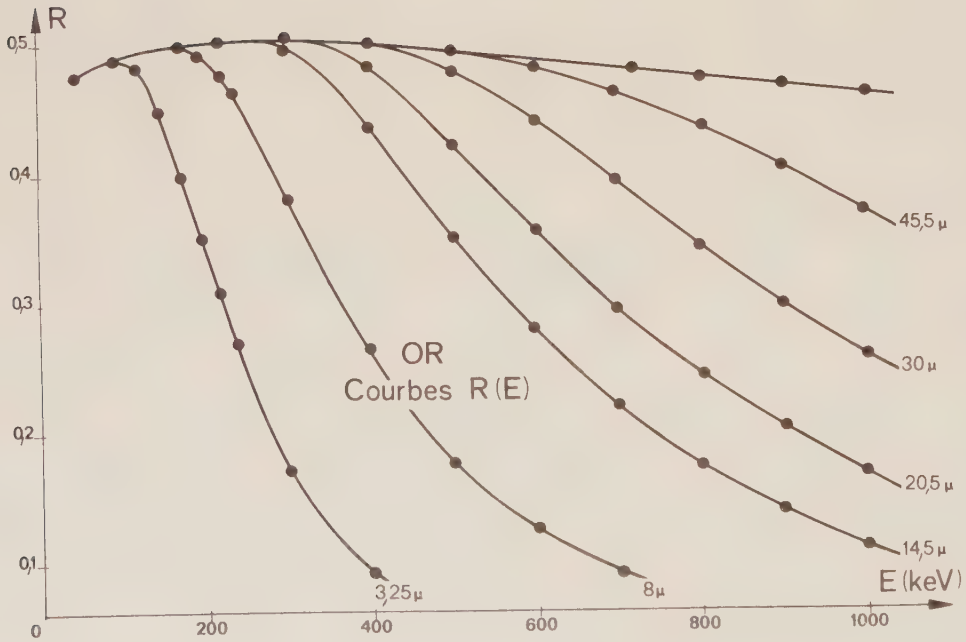


Figure II-13

II . Les Résultats Expérimentaux

1° . CAS DE LA DIRECTION INCIDENTE

L'intensité diffusée suivant la direction incidente dans un cône de demi-angle au sommet α est donnée par la relation : $T_\alpha = \frac{I_{\theta=0}}{I_0}$ où $I_{\theta=0}$ est l'intensité recueillie dans l'angle solide $\Delta\omega = \pi\alpha^2$ lorsque l'angle θ est nul, selon notre définition.

Cette dernière observation suppose que l'axe de la cage de Faraday est confondu avec celui du faisceau incident. Le plan médian de la cage pivotante passe par construction par l'axe de symétrie de notre montage. Nous centrons le faisceau électronique par rapport à notre dispositif. Pour faire coïncider l'axe de la cage avec celui du microscope, on introduit une cible sous l'impact du faisceau et on mesure l'intensité diffusée pour un angle θ quelconque ; on recherche la même valeur de l'intensité diffusée du côté des θ symétriques. L'axe du faisceau est ainsi déterminé par comparaison.

Pour faciliter les lectures, nous ramenons le zéro mécanique à la position antérieure. Nous vérifions par la suite que différentes valeurs opposées de θ donnent la même valeur de l'intensité diffusée I_θ. La même opération est réalisée pour chaque modification de la tension accélératrice.

Pour un corps donné, le coefficient T_α est fonction de l'épaisseur x, de l'énergie E des électrons incidents et de l'angle α : $T_\alpha = T(x,E,\alpha)$. Dans les tableaux (2,III) et (2,IV), nous donnons pour différentes épaisseurs les valeurs de T_α obtenues avec le cuivre et l'argent. Neuf épaisseurs ont été choisies pour chacun de ces deux éléments et les valeurs de T_α correspondent à toutes les tensions et à tous les angles de diffusion. Bien que nous n'ayons pas mentionné le résultat des mesures faites à différentes dates, il est important de souligner que les variations de T_α enregistrées sont toujours bien inférieures à 0,01.

Pour une énergie et un angle de diffusion α donnés, la dépendance $T_\alpha(x)$ permet, comme nous le verrons ultérieurement, de déterminer la section efficace de diffusion (6).

A titre d'exemple, on trouvera sur les figures (II-14), (II-15), (II-16) et (II-17) les courbes représentant les variations de $\mathrm{Log}\left(\frac{1}{T_\alpha}\right)$ en fonction de l'épaisseur x pour l'aluminium et l'or. Elles sont constamment croissantes et elles présentent au voisinage de l'origine une partie sensiblement rectiligne. Cette dernière remarque nous permettra d'obtenir expérimentalement la section efficace de diffusion.

TABLEAU 2,III

- Cuivre -

Valeurs de T_α

x(μ)		0,297	0,430	0,763	1,00	2,08	3,02	3,90	8,25	18,9
α(rad)	V(kV)									
2.10^{-2}	300	0,086	0,071	0,027	0,017	0,006	0,003	0,002		
	500	0,191	0,156	0,068	0,044	0,018	0,009	0,006		
	750	0,321	0,260	0,128	0,085	0,029	0,018	0,012		
	1000	0,416	0,346	0,193	0,138	0,050	0,030	0,021		
	1200	0,494	0,413	0,250	0,182	0,069	0,042	0,028		
3.10^{-2}	300	0,173	0,136	0,059	0,038	0,014	0,008	0,006		
	500	0,348	0,281	0,142	0,096	0,034	0,020	0,014		
	750	0,507	0,419	0,243	0,181	0,069	0,042	0,027	0,016	0,005
	1000	0,628	0,527	0,354	0,264	0,111	0,069	0,047	0,029	0,008
	1200	0,680	0,597	0,438	0,338	0,150	0,093	0,065	0,034	0,010
$4,5.10^{-2}$	300	0,315	0,246	0,120	0,079	0,029	0,018	0,012	0,006	0,002
	500	0,527	0,443	0,253	0,183	0,071	0,044	0,030	0,015	0,005
	750	0,702	0,607	0,415	0,325	0,138	0,087	0,058	0,031	0,009
	1000	0,793	0,712	0,536	0,442	0,212	0,140	0,096	0,051	0,016
	1200	0,840	0,772	0,644	0,538	0,285	0,189	0,125	0,071	0,021
$5,6.10^{-2}$	300	0,414	0,329	0,167	0,119	0,044	0,026	0,019		
	500	0,637	0,549	0,351	0,270	0,110	0,066	0,047		
	750	0,795	0,717	0,503	0,438	0,200	0,135	0,090	0,059	0,014
	1000	0,865	0,797	0,658	0,568	0,306	0,207	0,146	0,078	0,023
	1200	0,895	0,845	0,722	0,629	0,391	0,267	0,187	0,110	0,033

TABLEAU 2,IV

- Argent -

Valeurs de T_α

x(μ)		0,158	0,314	0,486	0,612	0,82	0,99	1,95	5	9,1
α(rad)	V(kV)									
2.10^{-2}	300	0,129	0,047	0,025	0,018	0,011	0,007	0,003		
	500	0,254	0,112	0,061	0,047	0,029	0,019	0,009		
	750	0,388	0,206	0,117	0,090	0,058	0,039	0,018		
	1000	0,495	0,286	0,176	0,143	0,099	0,065	0,031		
	1200	0,568	0,348	0,229	0,187	0,125	0,086	0,042		
3.10^{-22}	300	0,238	0,099	0,055	0,042	0,026	0,017	0,008		
	500	0,418	0,204	0,131	0,100	0,065	0,045	0,020		
	750	0,587	0,333	0,230	0,189	0,127	0,086	0,041	0,011	0,007
	1000	0,685	0,437	0,323	0,272	0,193	0,139	0,067	0,019	0,011
	1200	0,752	0,447	0,392	0,347	0,257	0,190	0,093	0,025	0,015
$4,5.10^{-2}$	300	0,383	0,188	0,112	0,085	0,055	0,037	0,017	0,005	0,003
	500	0,600	0,373	0,238	0,197	0,132	0,091	0,043	0,012	0,006
	750	0,738	0,526	0,388	0,337	0,236	0,167	0,085	0,024	0,012
	1000	0,827	0,639	0,516	0,451	0,345	0,256	0,137	0,038	0,021
	1200	0,860	0,734	0,600	0,550	0,438	0,331	0,187	0,053	0,028
$5,6.10^{-2}$	300	0,487	0,261	0,162	0,123	0,080	0,057	0,026		
	500	0,690	0,471	0,334	0,275	0,185	0,138	0,066		
	750	0,814	0,638	0,512	0,442	0,331	0,252	0,133	0,037	0,021
	1000	0,880	0,744	0,635	0,568	0,457	0,362	0,205	0,060	0,034
	1200	0,904	0,804	0,725	0,639	0,531	0,447	0,265	0,084	0,050

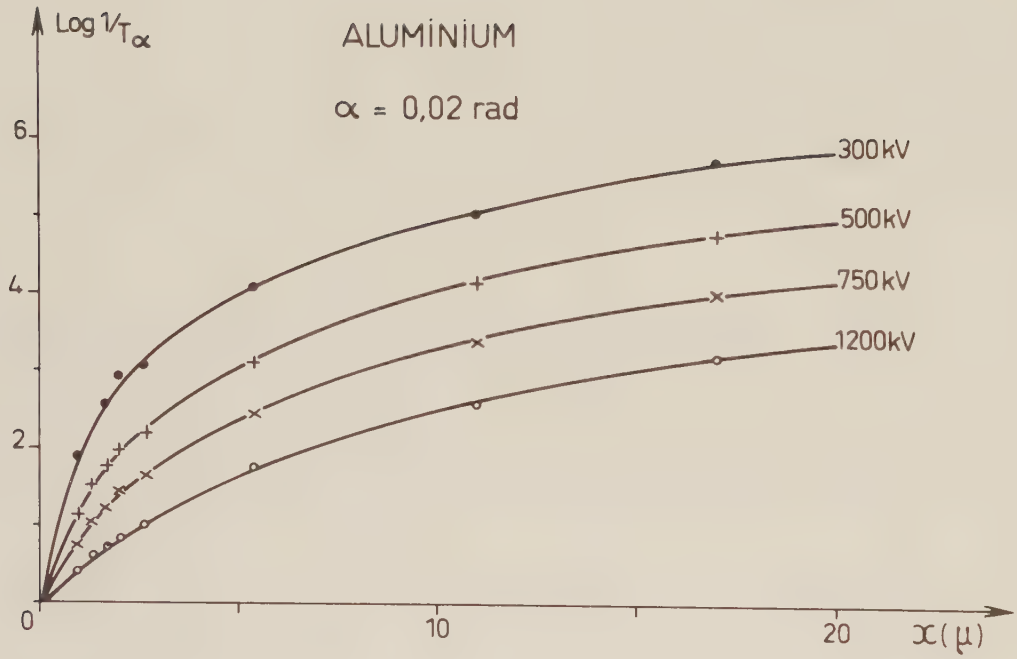


Figure II-14

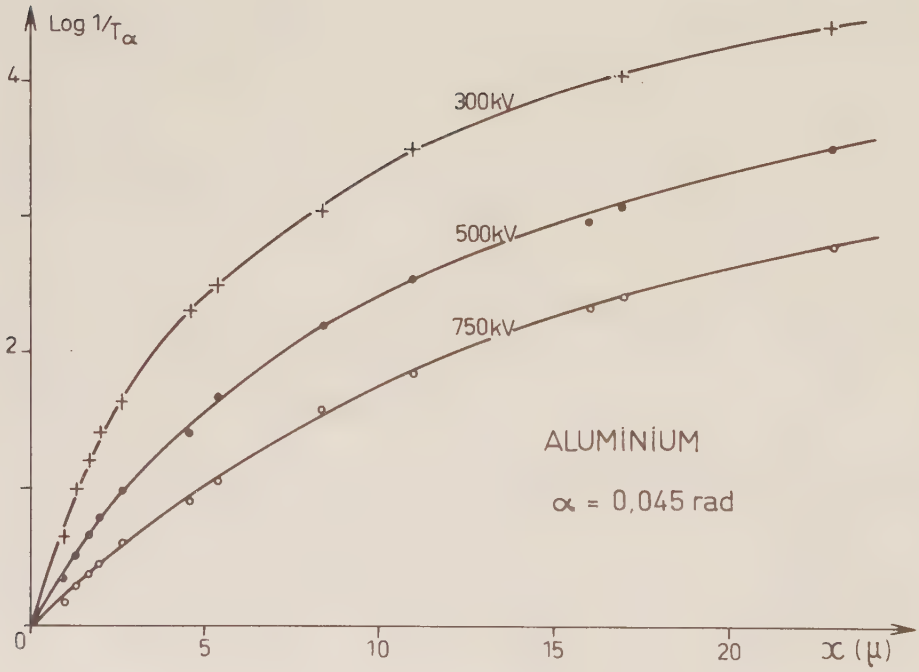


Figure II-15

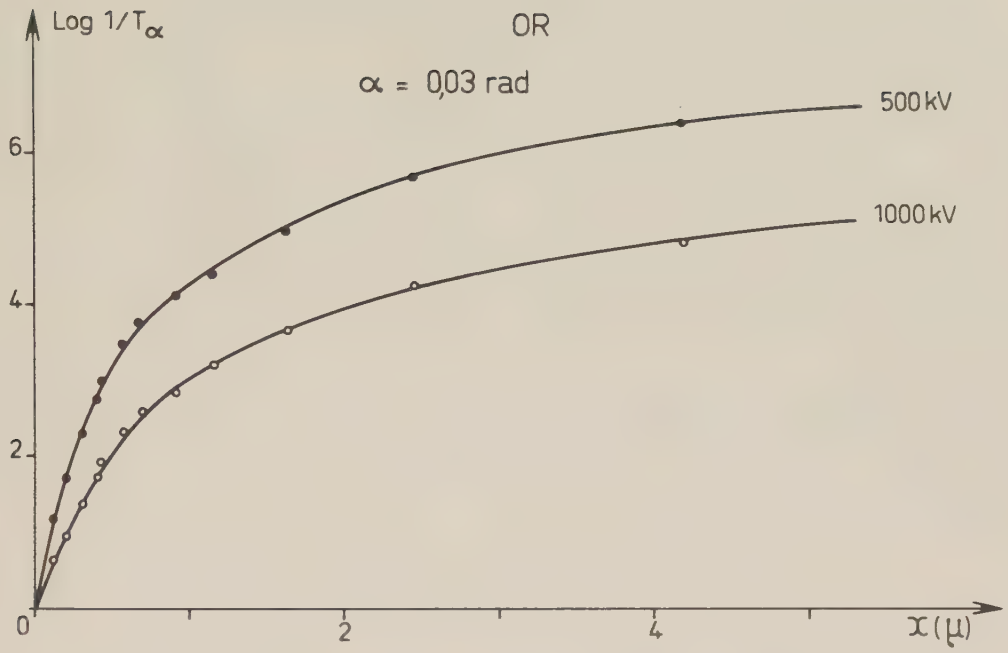


Figure II-16

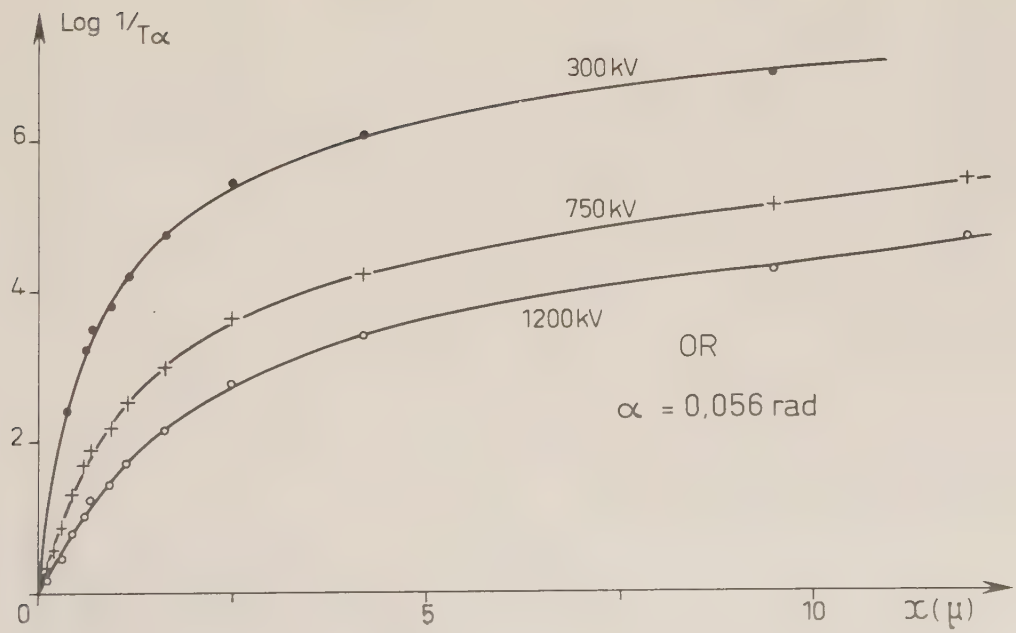


Figure II-17

2° . CAS DE L'ANGLE θ QUELCONQUE

Rappelons que si nous mesurons, dans la direction θ, l'intensité I_θ diffusée dans l'angle solide $\Delta\omega = \pi\alpha^2$, on peut en déduire le coefficient : $T_\theta = \frac{I_\theta}{I_0}$.

L'axe du faisceau électronique étant confondu avec celui de la cage pivotante, on vérifie que le phénomène possède la symétrie de révolution ($T_{+\theta} = T_{-\theta}$). En conséquence, nous nous limiterons par la suite à faire varier θ entre 0 et +55°.

Dans le tableau (2,V), on trouve, pour une énergie des électrons incidents égale à 300 keV, un échantillonnage des résultats obtenus pour T_θ. Nous faisons figurer dans ce tableau au moins une épaisseur pour chaque élément étudié.

Le coefficient T_θ dépend de l'ouverture du récepteur utilisé. Pour avoir des grandeurs physiques directement comparables à celles d'autres auteurs, il faut déterminer, dans la direction θ, la probabilité de diffusion P(x,θ) par unité d'angle solide (3). Elle s'exprime par :

$$P(x,\theta) = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot \frac{I_\theta}{I_0} = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot T_\theta \qquad \text{(II,1)}$$

Dans la direction incidente, on a :

$$P(x,0) = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot \frac{I_{\theta=0}}{I_0} = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot T_\alpha \qquad \text{(II,2)}$$

A partir de l'expérience, nous avons pu mettre en évidence les trois cas suivants :

- Echantillons de "faible" épaisseur pour l'énergie considérée. On constate que la probabilité P(x,θ) n'est pas constante en fonction de α : l'ouverture de la cage de Faraday est trop grande. En effet, P(x,θ), qui augmente quand α décroît, se stabilise pour les deux dernières valeurs de α : = 0,03 et 0,02 rad.

- Echantillons d'épaisseur "moyenne". La probabilité devient constante pour les trois dernières valeurs de α : = 0,045, 0,03 et 0,02 rad.

- Echantillons "épais". P(x,θ) reste constant quel que soit l'angle α utilisé.

Remarquons que, pour des échantillons d'épaisseurs encore plus faibles, il faudrait diminuer l'ouverture angulaire de notre cage pour parler de probabilité de diffusion par unité d'angle solide.

A titre d'exemple, nous avons tracé sur les figures (II-18), (II-19), (II-20) et (II-21), les courbes donnant les variations de P(x,θ) en fonction de θ ; elles correspondent à une épaisseur et une énergie des électrons incidents déterminées. Les points expérimentaux qui y figurent sont obtenus pour des valeurs de P(x,θ) indépendantes de α.

TABLEAU 2,V

Valeurs de T_θ (α = 0,045 rad ; E = 300 keV)

Eléments x(μ)	T_θ	T_θ	T_θ	T_θ	T_θ	T_θ	T_θ	T_θ
Be	0°	10°	20°	30°	50°			
300	0,0040	0,0035	0,0026	0,0013	0,0009			
Mg	0°	4°	8°	12°	15°	20°	25°	30°
12,25	0,0454	0,0431	0,0323	0,0208	0,0131	0,0061	0,0031	0,0013
Al	0°	2°	3°	4°	5°	6°	8°	10°
0,949	0,510	0,368	0,236	0,107	0,0517	0,0304	0,0095	0,0031
Al	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	
23	0,0119	0,0110	0,0092	0,0048	0,0018	0,0006	0,0001	
Co	0°	10°	20°	30°	40°	50°		
35	0,0024	0,0020	0,0016	0,0013	0,0011	0,0008		
Ni	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	
4,75	0,0113	0,0106	0,0093	0,0058	0,0030	0,0014	0,0006	
Cu	0°	1°	2°	4°	6°	7°	10°	15°
0,763	0,119	0,115	0,104	0,0706	0,0458	0,0350	0,0158	0,0045
Nb	0°	10°	20°	30°	40°	50°		
26	0,0027	0,0023	0,0019	0,0015	0,0012	0,0009		
Mo	0°	10°	20°	30°	40°	50°		
16	0,0028	0,0024	0,0020	0,0016	0,0013	0,0010		
Ag	0°	3°	5°	7°	10°	12°	15°	20°
0,612	0,0848	0,0672	0,0500	0,0330	0,0167	0,0104	0,0054	0,0020
Cd	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	
5,25	0,0067	0,0066	0,0061	0,0044	0,0030	0,0018	0,0010	
Ta	0°	10°	20°	30°	40°	50°		
10	0,0025	0,0021	0,0016	0,0013	0,0010	0,0008		
Pt	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	
4,5	0,0031	0,0029	0,0026	0,0022	0,0017	0,0013	0,0010	
Au	0°	4°	6°	11°	16°	21°	26°	31°
0,554	0,0260	0,0234	0,0205	0,0123	0,0067	0,0035	0,0018	0,0010
Au	0°	10°	20°	30°	40°	50°		
1,62	0,0060	0,0052	0,0034	0,0021	0,0011	0,0006		

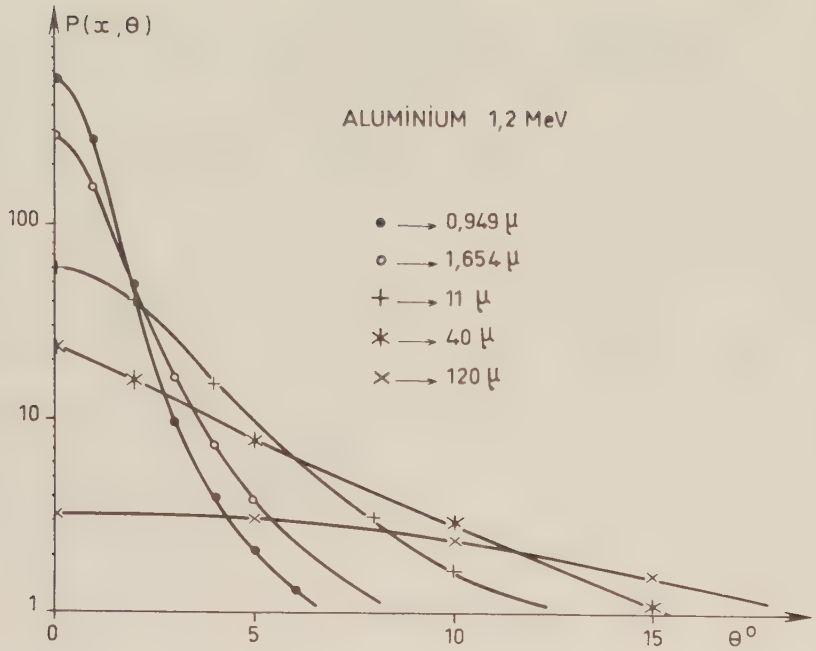


Figure II-18

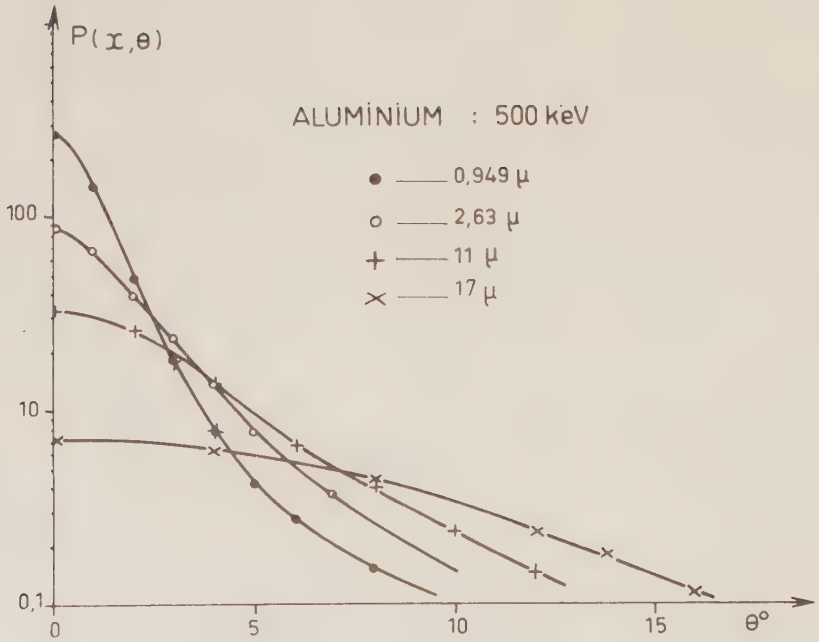


Figure II-19

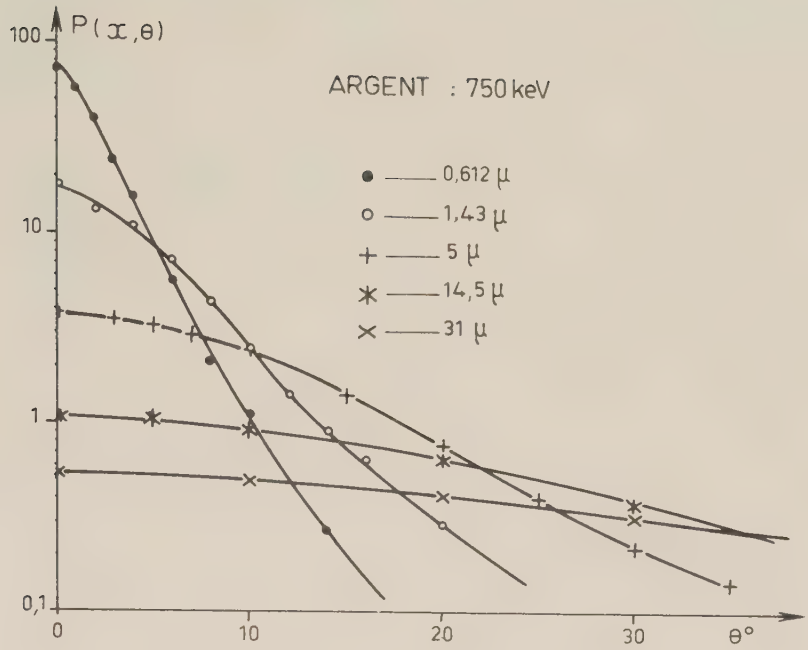


Figure II-20

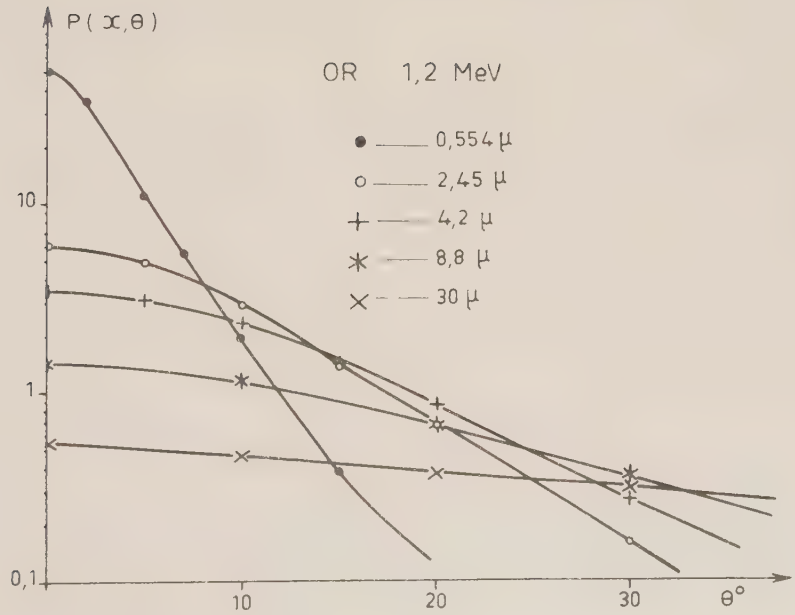


Figure II-21

La connaissance de $P(x,\theta)$ permet d'obtenir le coefficient de transmission $T_\beta(x)$ dans un cône ayant pour axe celui du faisceau et un demi-angle au sommet β quelconque, mais inférieur à $\pi/2$.

Pour E = Cte,

$$T_\beta(x) = 2\pi \int_0^\beta P(x,\theta) \sin\theta \, d\theta \tag{II,3}$$

La relation (II,3) n'est valable que si β est supérieur ou égal à notre plus petit angle de diffusion $\alpha = 0{,}02$ rad.

La relation (II,1) peut aussi s'écrire :

$$P(x,\theta) = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot \frac{I_\theta}{I_{\theta=0}} \cdot \frac{I_{\theta=0}}{I_0} = P(x,0)\, T_{\theta N} \tag{II,4}$$

avec :

$$T_{\theta N} = \frac{I_\theta}{I_{\theta=0}} \tag{II,5}$$

Ce dernier coefficient $T_{\theta N}$ représente le rapport de l'intensité diffusée dans la direction θ et dans l'angle solide $\Delta\omega$ à l'intensité diffusée dans la direction incidente et dans le même angle solide.

Pour une tension accélératrice et un élément donnés, on peut étudier à épaisseur déterminée les variations de $T_{\theta N}$ en fonction de l'angle θ. Sur les figures (II-22) et (II-23) sont tracées les variations de $T_{\theta N}$ pour quelques valeurs de x relatives à un élément.

Les valeurs de I_θ sont normées à l'intensité diffusée dans la direction incidente : les courbes partent toutes de l'ordonnée unité. Ce faisceau de courbes donne la variation de l'intensité diffusée en fonction de l'épaisseur x lorsque cette dernière croît.

L'introduction du coefficient $T_{\theta N}$ dans l'expression (II,3) permet de faire apparaître dans l'intégrale une grandeur ne dépendant que de θ :

$$T_\beta(x) = 2\pi \,.\, P(x,0) \int_0^\beta T_{\theta N} \sin\theta \,.\, d\theta$$

Le coefficient global de transmission T(x) peut être obtenu à partir de nos expériences par la relation :

$$T_{(x)} = T_{\pi/2}(x) = 2\pi \,.\, P(x,0) \int_0^{\pi/2} T_{\theta N} \sin\theta \, d\theta$$

(II,6)

$$\text{ou} \quad T_{(x)} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \,.\, T_\alpha \int_0^{\pi/2} T_{\theta N} \sin\theta \, d\theta$$

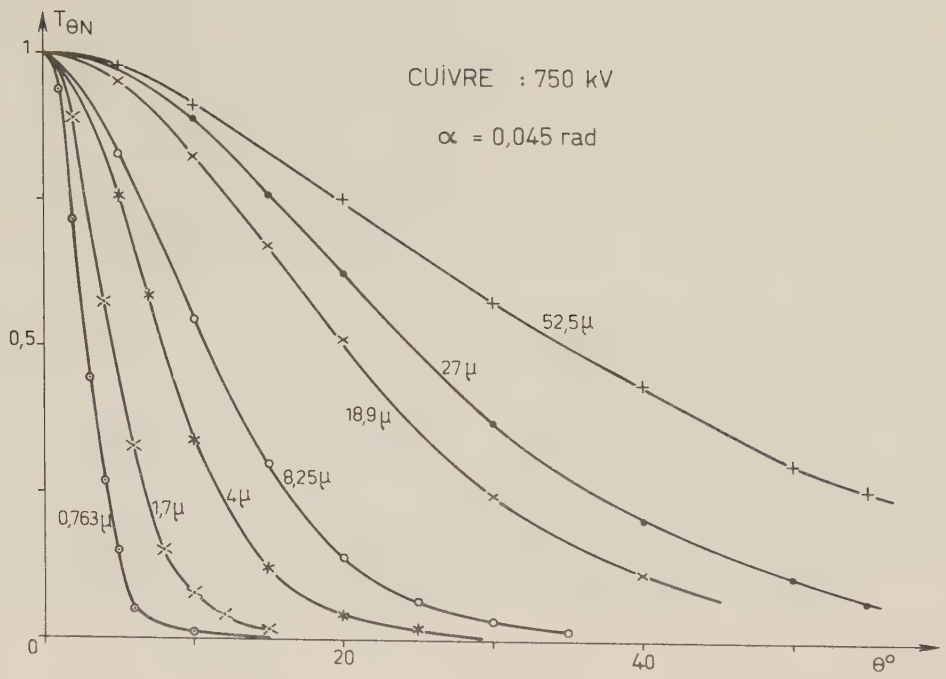


Figure II-22

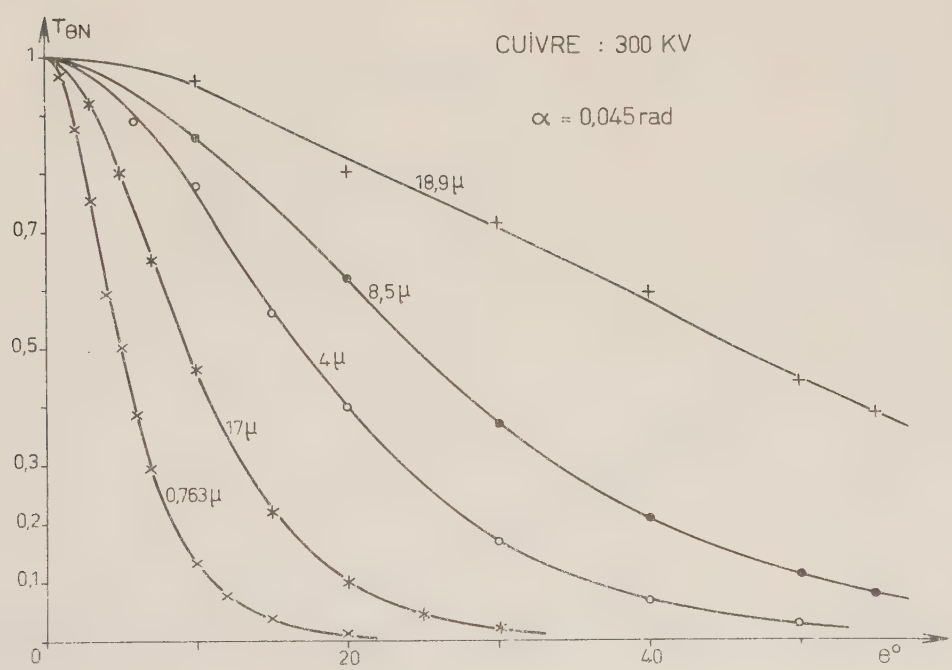


Figure II-23

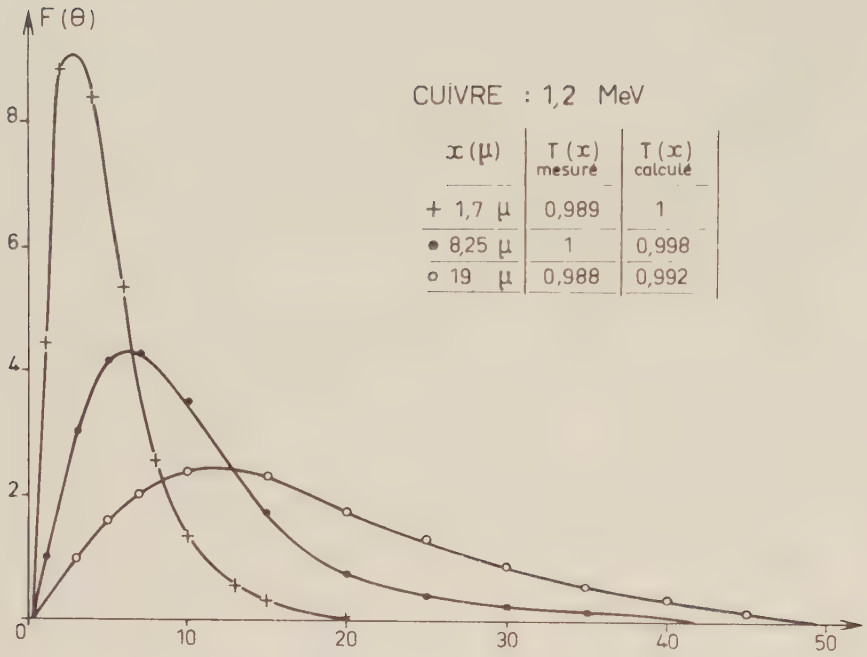


Figure II-24

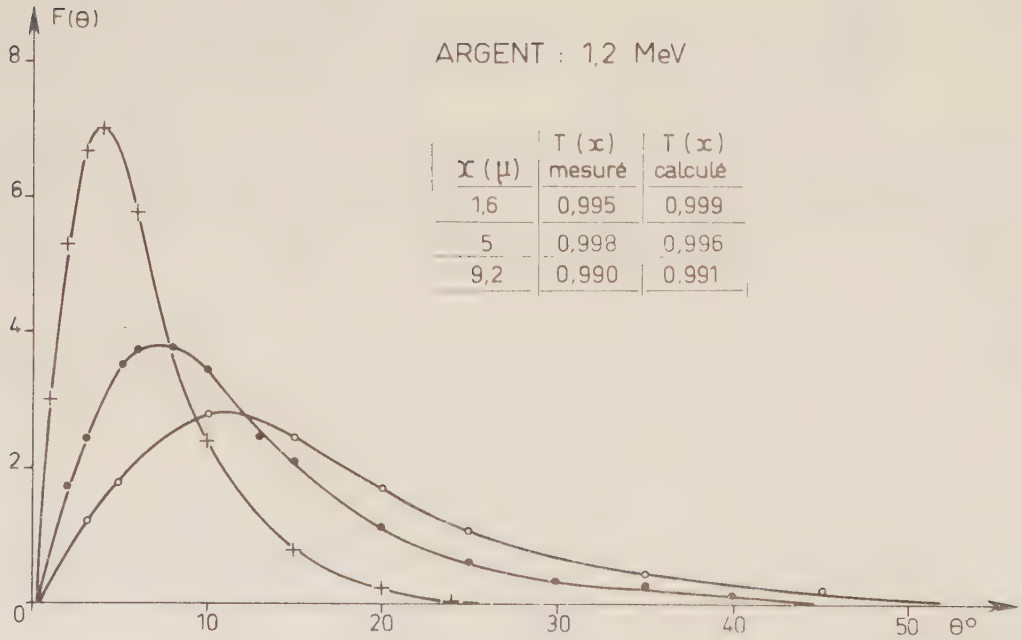


Figure II-25

Nous avons tracé sur les figures (II-24) et (II-25) la courbe donnant la variation de $F(\theta) = 2\pi P(x,\theta) T_{\theta N} \sin\theta$ en fonction de l'angle θ : elles correspondent à un élément déterminé et une tension accélératrice de 1,2 MV ; chacune d'elles est relative à une épaisseur donnée. L'aire comprise entre ces courbes et l'axe des abscisses est égale au coefficient de transmission T(x).

On constate que la valeur T(x) évaluée à partir de ces aires est inférieure à l'unité et égale, aux erreurs expérimentales près, à celle déterminée dans le cadre de nos premières expériences.

Rappelons que ce calcul concerne les électrons incidents dont l'énergie est égale à 1,2 MeV ; nous confirmons ainsi que l'épaisseur de blindage de notre cage de Faraday pivotante est suffisante pour arrêter tous les électrons incidents. Ceci constitue le deuxième test de contrôle dont nous parlions page 14.

En conclusion, cette étude fournit un grand nombre de résultats expérimentaux qui fait apparaître l'influence des différents paramètres, ce qui va nous permettre de mener à bien une étude analytique de ces phénomènes.

CHAPITRE III

ETUDE ANALYTIQUE DU PHENOMENE DE TRANSMISSION ET DE RETRODIFFUSION

A - LE PHENOMENE DE TRANSMISSION

I . NORMALISATION DES COURBES DE TRANSMISSION

1° . DEFINITION
2° . VERIFICATION A PARTIR DE NOS RESULTATS
3° . COMPARAISON AVEC LES TRAVAUX ANTERIEURS

II . RELATION DÉCRIVANT LES COURBES D'INTENSITÉ

1° . EXPRESSION DES COURBES NORMALES T(X)
2° . EXPRESSION DES COURBES $x_H(E)$
3° . EXPRESSION DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION
4° . GENERALISATION
5° . VERIFICATION

B - LE PARCOURS ENTIER DES ELECTRONS DANS LA MATIERE

I . DÉFINITION ET POSITION DU PROBLÈME
II . DÉTERMINATION
III . VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

C - LE PHENOMENE DE RETRODIFFUSION

I . LA THÉORIE D'EVERHART
II . LA THÉORIE D'ARCHARD
III . LA THÉORIE DE J.H. JACOB
IV . NOTRE INTERPRÉTATION

1° . CAS DE L'INCIDENCE NORMALE
2° . CAS DE L'INCIDENCE OBLIQUE

CHAPITRE III

ETUDE ANALYTIQUE DU PHENOMENE DE TRANSMISSION ET DE RETRODIFFUSION

L'étude théorique des phénomènes de transmission et de rétrodiffusion a été abordée par plusieurs auteurs (11), (14), (17), (19), (37) et (65)...

Toutefois, les différents modèles qu'ils proposent ne s'appliquent qu'à des cas particuliers ; en effet, comme nous le verrons, ils ne décrivent l'expérience que dans des domaines d'énergie ou de numéro atomique relativement étroits.

Une méthode plus intéressante fondée sur le traitement de Monte-Carlo (10) est plus conforme à l'expérience si le choix des lois de diffusion et d'affaiblissement énergétique du faisceau incident est bien approprié au domaine énergétique considéré. Nous nous limiterons ici à exposer la méthode expérimentale qui nous a permis, en ce qui concerne le coefficient de transmission, d'aboutir à des relations empiriques qui donnent l'affaiblissement du faisceau électronique à la traversée de la cible. Nous verrons ensuite que ces relations permettent de déterminer le parcours entier r des électrons dans la matière, ainsi que le coefficient de rétrodiffusion des échantillons massifs et minces.

A - LE PHENOMENE DE TRANSMISSION

I . NORMALISATION DES COURBES DE TRANSMISSION

1° . DEFINITION

Les courbes expérimentales T(x) qui donnent l'affaiblissement du faisceau électronique en fonction de l'épaisseur de l'échantillon traversé peuvent être ramenées à une courbe unique.

Seliger (49) a été le premier à mettre en évidence cette propriété. Il utilise la variable réduite Y :

$$Y = \frac{x}{r}$$

où x représente l'épaisseur de l'échantillon et r le parcours entier des électrons dans la matière (figure III-1).

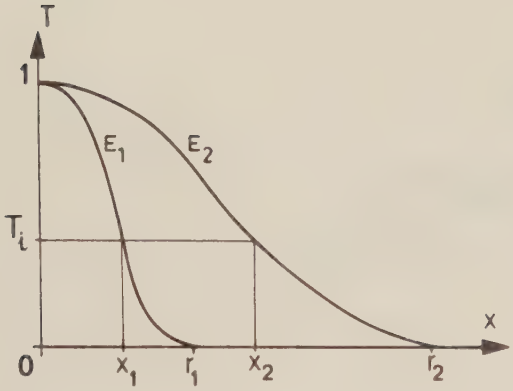


Figure III-1

Pour un coefficient T_i donné, Seliger constate que la famille de courbes T(x) à E = Cte se réduit à une courbe unique T(Y).

Autrement dit, pour un T_i quelconque appartenant à l'intervalle]0,1[, on a :

$$\frac{x_1}{r_1} = \frac{x_2}{r_2} = Y_i = Cte \qquad \text{(fig.III-1).}$$

La valeur de Y_i est indépendante de l'énergie initiale E des électrons incidents.

Cette réduction est connue sous le nom de "normalisation".

La transformation indiquée présente certains inconvénients. En effet, la variable r n'est donnée par aucune théorie ; il faut déterminer r expérimentalement : c'est l'abscisse du point de tangence de T(x) avec l'axe des x qu'on ne peut évaluer directement avec grande précision.

Compte-tenu de ces observations, Makov (37) a montré que l'on obtient la réduction des courbes T(x) en introduisant une grandeur x_H proportionnelle à r, telle que $r = q.x_H$, où x_H est déterminée avec précision de façon expérimentale et représente l'épaisseur de matière qui donne au coefficient de transmission la valeur : 1/e = 0,37.

2° . VERIFICATION A PARTIR DE NOS RESULTATS

Introduisons dans la construction des courbes T(x) la variable réduite, sans dimension X :

$$X = \frac{x}{x_H} \qquad \text{(III,1)}$$

Dans cette transformation, nous constatons que, pour un corps donné, toutes les courbes T(x) se ramènent à une courbe unique T(X) que nous appellons courbe "normale" ou "réduite" (20), (23) et (56).

A partir de la famille T(x) à E = Cte, il est facile de déterminer graphiquement (voir figure II-8), pour $T_H = 0,37$, les épaisseurs de matière x_H qui donnent, pour une énergie déterminée des électrons incidents, la valeur 1/e au coefficient de transmission. En conséquence, si nous introduisons dans la construction des courbes T(x) la variable réduite sans dimension X_i, nous avons quelle que soit l'énergie E des électrons incidents et pour un coefficient de transmission T_i donné :

$$\frac{x_1}{x_{H_1}} = \frac{x_2}{x_{H_2}} = Cte = X_i$$

La valeur de X_i, pour un T_i donné, s'obtient en faisant la moyenne arithmétique de l'ensemble des valeurs obtenues pour les différentes énergies considérées. A titre d'exemple, dans le tableau (3,I), nous donnons, dans le cas de l'aluminium, le résultat de la normalisation exprimée par la relation (III,1). L'écart relatif entre les différentes valeurs de X_i et la valeur moyenne n'excède par 3 %, ce qui est compatible avec la précision sur nos résultats expérimentaux.

Ainsi, l'hypothèse de Seliger et la remarque de Makov se trouvent confirmées expérimentalement puisque la famille de courbes T(x) à E = Cte se réduit, par l'introduction de la variable réduite $X = \frac{x}{x_H}$ à une courbe unique T(X).

x_H est donc une nouvelle unité de mesure des épaisseurs ; elle est déterminée expérimentalement et varie, pour chaque élément, avec l'énergie des électrons incidents.

Nous donnons sur la figure (III-2) différentes courbes normales T(X) obtenues à l'aide de cette transformation dans le cas de l'aluminium, du nickel, du niobium et du tantale.

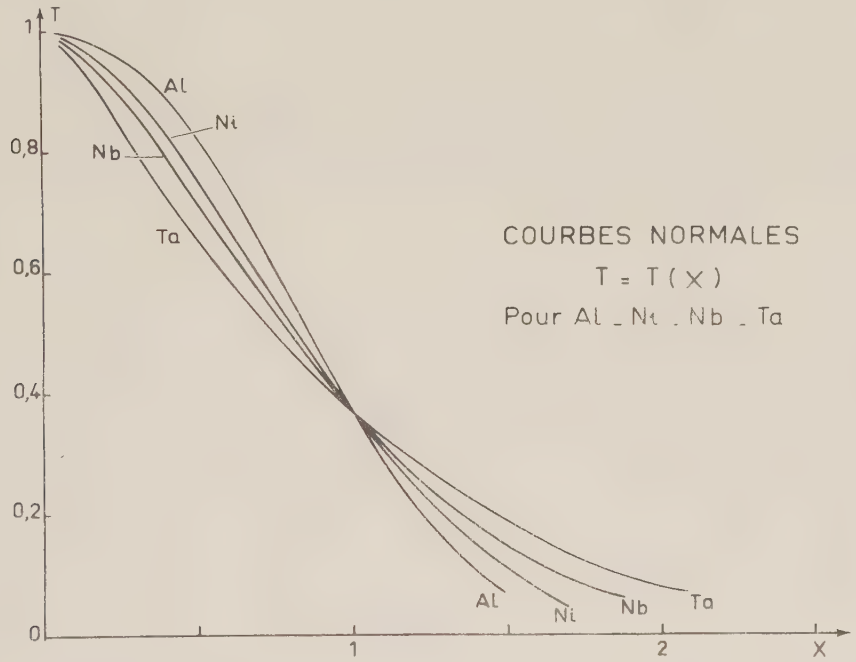


Figure III-2

Leurs formes varient de façon continue quand le numéro atomique Z augmente : elles évoluent progressivement d'une courbe voisine de celle de Gauss pour l'aluminium vers une courbe d'allure purement exponentielle pour le tantale.

RESULTATS DE LA NORMALISATION DANS LE CAS DE L'ALUMINIUM

COURBES $T = T(x)_{E = Cte}$ $X = \frac{x}{x_H}$

T		0,1		0,2		0,5		0,6		0,7		0,8		0,9	
$E_{(keV)}$	$x_{H(\mu)}$	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X	$x_{(\mu)}$	X
100	30	43	1,433	37	1,233	26	0,867	23	0,767	19,5	0,650	16,5	0,550	11,5	0,383
150	63	90	1,429	77	1,222	54,5	0,865	47,5	0,754	41	0,651	33,5	0,532	24	0,381
200	97	136	1,402	118	1,216	83	0,855	73	0,752	62	0,639	52	0,536	38	0,392
300	181	259	1,431	222	1,227	158	0,873	139	0,767	118	0,652	97	0,536	71	0,392
400	282	390	1,383	340	1,206	243	0,862	213	0,755	183	0,649	150	0,532	109	0,387
500	381	530	1,391	461	1,210	334	0,876	293	0,769	249	0,654	204	0,535	148	0,389
600	493	690	1,400	594	1,205	425	0,862	376	0,763	322	0,653	266	0,540	192	0,389
700	624					536	0,859	473	0,758	407	0,652	336	0,538	248	0,397
800	762					655	0,860	576	0,756	496	0,651	407	0,534	300	0,394
X_m		1,410		1,217		0,864		0,760		0,650		0,537		0,389	
$(\Delta X/X_m)_{Max}$		1,9 %		1,3 %		1,4 %		1,2 %		1,7 %		2,4 %		2,1 %	

TABLEAU (3,I)

3° . COMPARAISON AVEC LES TRAVAUX ANTERIEURS

Makov étant à l'origine de ce procédé de normalisation graphique, nous avons comparé nos résultats à ceux qu'il a étudiés (37). On trouvera sur les figures (III-3) et (III-4) le tracé en trait plein des courbes réduites relatives à l'aluminium et au cuivre déduites de nos résultats expérimentaux et les points figuratifs des résultats donnés par Makov. L'accord est satisfaisant ; toutefois, les écarts entre les différents points sont plus importants que dans le cas de notre propre réduction. Makov a surtout utilisé des mesures correspondant à un domaine de faible énergie (50 keV) et, par suite, des échantillons très minces : les incertitudes relatives sur la mesure de ces épaisseurs sont supérieures aux nôtres.

Nous verrons, ultérieurement, que le procédé de normalisation permet de décrire de façon satisfaisante les résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs.

II . RELATIONS DÉCRIVANT LES COURBES D'INTENSITÉ

Dans ce paragraphe, nous déterminons une expression analytique du coefficient de transmission T(x,E) en nous appuyant sur le phénomène de normalisation (23) et (56).

1° . EXPRESSION DES COURBES NORMALES T(X)

L'allure des courbes normales conduit à leur attribuer une équation de la forme :

$$T(X) = \exp - X^p \qquad \text{(III,2)}$$

La valeur du paramètre p relatif à un corps s'obtient en déterminant le coefficient angulaire de la droite $\mathrm{Log}|\mathrm{Log}\ T| = p\ \mathrm{Log}\ X$.

Les valeurs de p obtenues à l'aide de nos expériences sont consignées dans le tableau (3,II).

TABLEAU 3,II

Z	Al 13	Ni 28	Cu 29	Nb 41	Mo 42	Ag 47	Cd 48	Ta 73	Pt 78	Au 79
p	2,34	1,81	1,79	1,58	1,56	1,50	1,47	1,29	1,27	1,25

On remarque que p décroît lorsque le numéro atomique Z augmente.

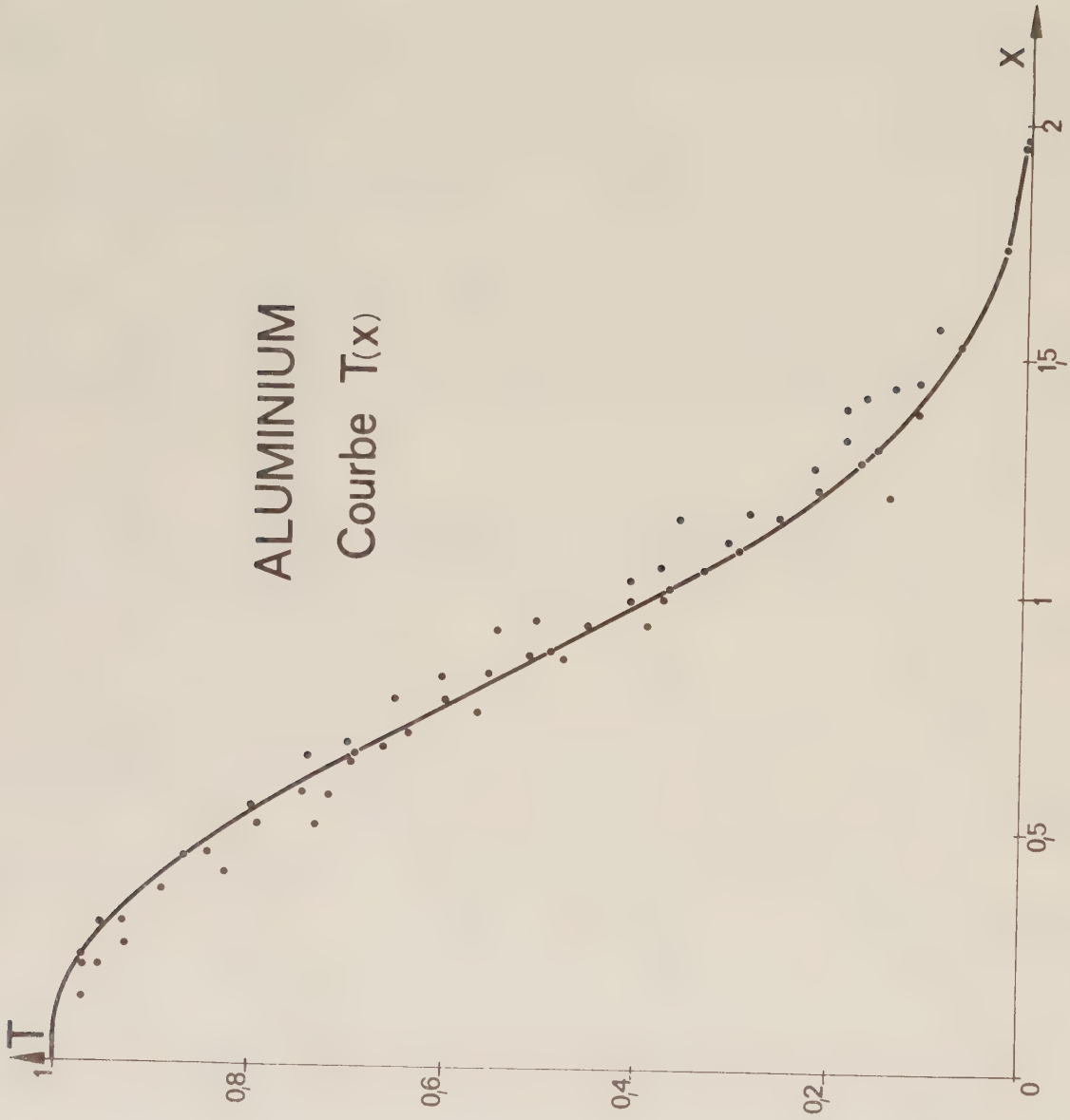


Figure III-3

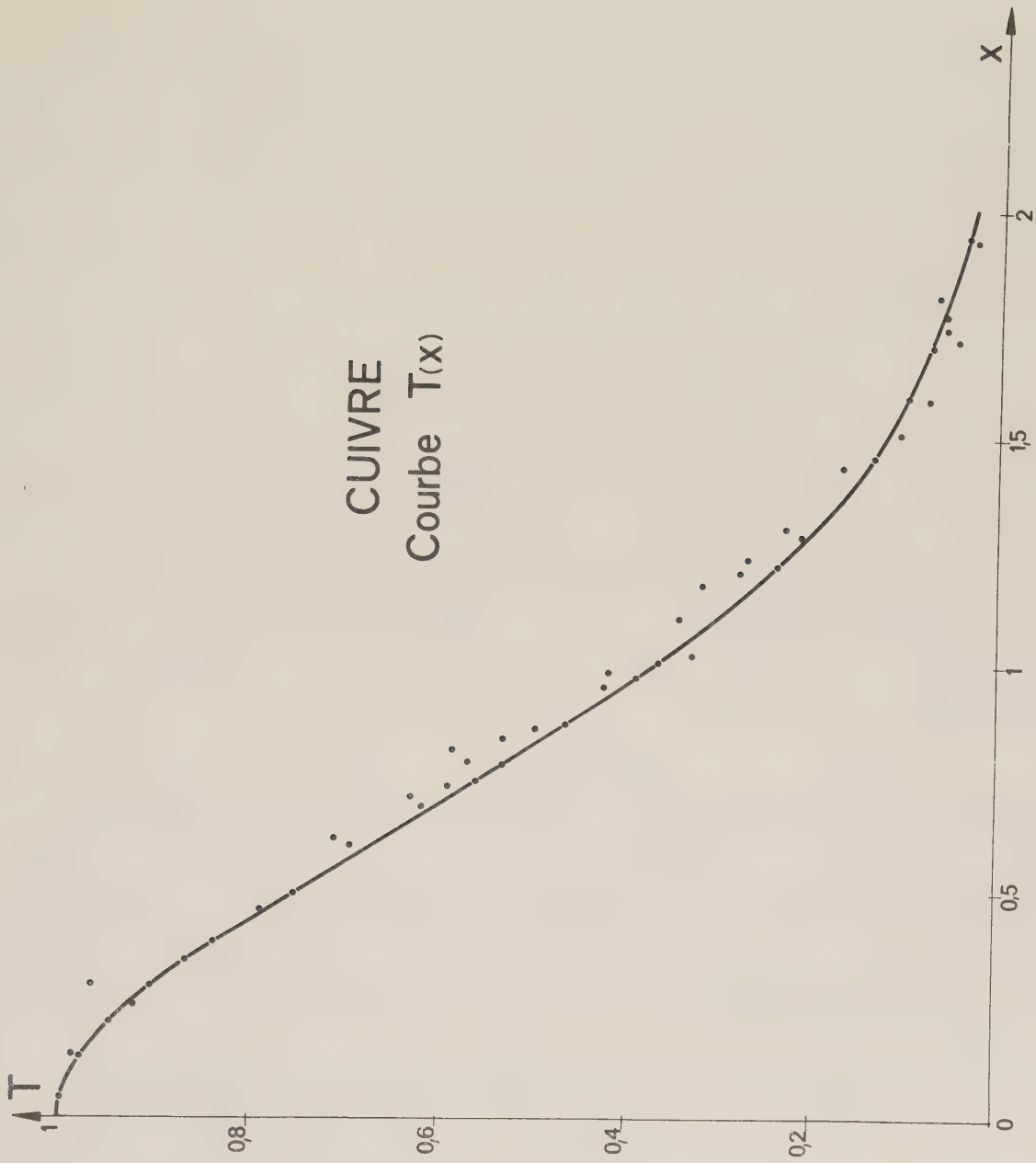


Figure-III-4

2° . EXPRESSION DES COURBES $x_H(E)$

Les variations de x_H en fonction de l'énergie des électrons incidents sont représentées, à titre d'exemple, sur la figure (III-5). Dans l'étroit domaine d'énergie des travaux de Makov, les x_H sont bien représentées par une expression de la forme :

$$x_H = c' E^{n'} \qquad \text{(III,3)}$$

où c' et n' sont deux constantes dépendant du corps considéré. Dans le large intervalle d'énergie que nous avons utilisé (47 à 1200 keV), les effets relativistes ne sont pas négligeables et la forme analytique (III,3) ne convient plus. Nous lui préférons une expression du type (III,4) qui traduit mieux l'ensemble de tous nos résultats expérimentaux.

$$x_H(V) = c\, V^n \left(\frac{V}{V^*}\right)^{0,825} \qquad \text{(III,4)}$$

où V représente la tension d'accélération des électrons incidents et V^* sa valeur relativiste.

Les constantes c et n sont alors déterminées par méthode graphique.

Si, dans l'expression (III,4), V est exprimé en kilovolts et x_H en microns, les constantes c et n prennent pour les corps étudiés les valeurs indiquées dans le tableau (3,III).

TABLEAU 3,III

Z	Al 13	Ni 28	Cu 29	Nb 41	Mo 42	Ag 47	Cd 48	Ta 73	Pt 78	Au 79
n	1,72	1,69	1,69	1,67	1,67	1,66	1,66	1,63	1,62	1,62
$c.10^3$	12,30	3,89	3,72	3,98	3,31	3,31	3,89	2,04	1,58	1,79

3° . EXPRESSION DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION

Si l'on tient compte des relations (III,2) et (III,4), l'intensité électronique transmise par un échantillon métallique est convenablement représentée par l'expression :

$$T(x,V) = \exp -\left(\frac{x}{c\, V^n \left(\frac{V}{V^*}\right)^{0,825}}\right)^p \qquad \text{(III,5)}$$

L'écart maximal entre les valeurs expérimentales du coefficient de transmission et celles déduites de la formule (III,5) n'excède pas 7 %.

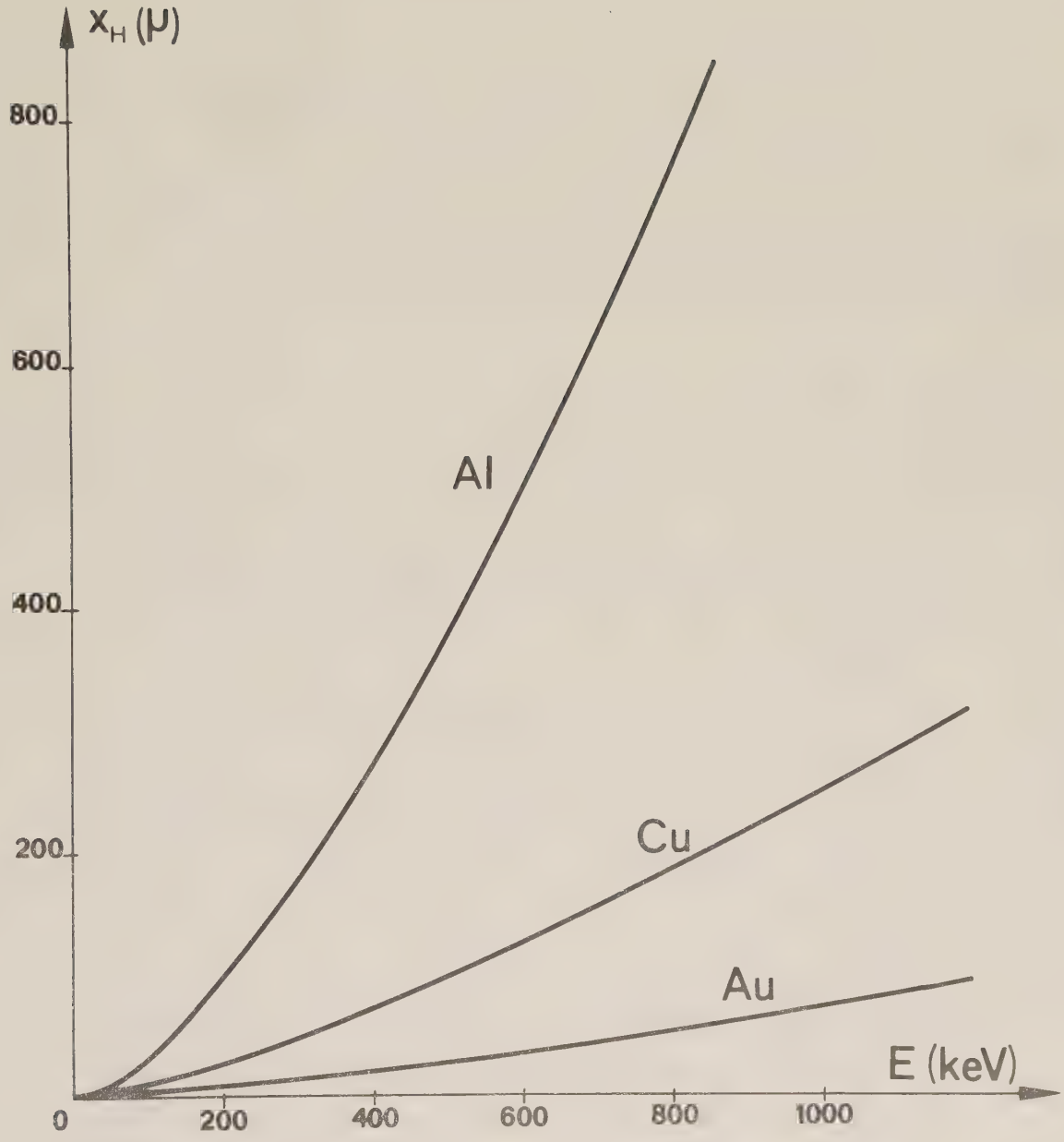


Figure III-5

En conclusion, pour les dix éléments qui figurent dans les tableaux (3,II) et (3,III), nous pouvons dire que la relation (III,5) traduit bien nos résultats expérimentaux.

Nous allons maintenant montrer que le domaine de validité de l'expression précédente déborde le cadre de nos expériences.

4° . GENERALISATION

La relation (III,5) nécessite la détermination expérimentale des constantes c, n et p qui sont caractéristiques du corps étudié.

C'est pourquoi il nous a paru intéressant d'établir des formules empiriques qui donnent les valeurs de ces constantes en fonction du numéro atomique Z, du nombre de masse A et de la densité d des éléments considérés. On obtient :

$$\text{(III,6)} \quad c = \frac{3,39}{d} 10^{-2} \quad ; \quad p = \frac{8,75}{\text{Log } Z} \frac{Z}{A} \quad ; \quad n = 0,75 + 1,38 \frac{Z}{A} + \frac{6,22}{Z^2 d^2}$$

TABLEAU 3,IV

	p experi.	n experi.	C x 10^3 experi.	p théori.	n théori.	C x 10^3 théori.
Be				4,20	1,79	18,83
Mg				2,47	1,73	19,48
Al	2,34	1,72	12,30	2,37	1,71	12,56
Fe				1,83	1,69	4,32
Ni	1,81	1,69	3,89	1,81	1,70	3,81
Cu	1,79	1,69	3,72	1,76	1,68	3,80
Zn				1,74	1,69	4,75
Nb	1,58	1,67	3,98	1,57	1,67	3,97
Mo	1,56	1,67	3,31	1.55	1,66	3,32
Ag	1,50	1,66	3,31	1,50	1,66	3,23
Cd	1,47	1,66	3,89	1,48	1,65	3,92
Ta	1,29	1,63	2,04	1,30	1,63	2,04
W				1,29	1,63	1,76
Pt	1,27	1,62	1,58	1,27	1,62	1,59
Au	1,25	1,62	1,79	1,27	1,62	1,76
Pb				1,25	1,62	2,99

Dans le tableau (3,IV), nous donnons les valeurs des constantes c, n et p déduites de (III,6) et celles déterminées expérimentalement. Les erreurs relatives entre les deux ne dépassent pas respectivement : 2,4, 0,6 et 1,7 %.

5° . VERIFICATION

A titre indicatif, sont portées dans le tableau (3,V) les valeurs expérimentales de T(x) et celles calculées à partir des relations (III,5) et (III,6). On remarque que l'écart ΔT n'excède jamais 0,06.

Toutefois, pour certains corps étudiés (Be, Mg, Fe, Zn, W, Ta, Pb, ...), les résultats que nous avons obtenus sur un petit nombre d'épaisseurs sont insuffisants pour déterminer graphiquement les constantes c, n et p. Néanmoins, ces mesures vont permettre de vérifier la relation (III,5) en nous servant des relations (III,6) qui donnent les constantes c, n et p.

Sur les figures (III-6), (III-7) et (III-8), les coefficients de transmission expérimentaux correspondant aux éléments cités sont comparés aux courbes calculées à partir des relations (III,5) et (III,6) : l'écart entre les points mesurés et ceux calculés est inférieur à 6 %.

Sur les figures (III-9), (III-10) et (III-11), nous présentons les courbes réduites T(X) relatives au bismuth, au plomb et au germanium (corps que nous n'avons pas étudiés) et les résultats donnés par Makov (37). Nous constatons un assez bon accord, l'écart n'excédant pas 10 %.

En conclusion, le procédé de normalisation et les formules empiriques établies sont vérifiés pour dix-huit éléments dans un domaine d'énergie variant de 50 à 1200 keV.

B - LE PARCOURS ENTIER DES ELECTRONS DANS LA MATIERE

I . DÉFINITION ET POSITION DU PROBLÈME

Le parcours entier r relatif à des électrons d'énergie donnée se définit comme l'épaisseur minimale de matière qui arrête tous les électrons du faisceau incident (57).

Aucune théorie ne donne une valeur correcte de r et il est d'autre part impossible de la déterminer avec précision de façon directe.

Compte tenu de l'hypothèse de Seliger: $\frac{x}{r}$ = Cte = Y pour un T donné et de la propriété de normalisation $\frac{x}{x_H}$ = Cte = X à coefficient de transmission constant, il est clair que, quelle que soit l'énergie, nous avons :

$$\frac{r}{x_H} = q = \text{Cte} \qquad \text{(III,7)}$$

Nous connaissons la dépendance de x_H en fonction de l'énergie et la relation (III,7) montre qu'il suffit de connaître la valeur de la constante q à une énergie donnée pour pouvoir déterminer la valeur de r dans tout l'intervalle énergétique où la propriété de normalisation est vérifiée (56).

TABLEAU 3,V

COEFFICIENTS DE TRANSMISSION

Valeurs expérimentales : T_{ex} ; Valeurs calculées : T_c

V(kV) / x(μ)	97		146		171		196		238	
	T_{ex}	T_c	T_{ex}	T_c	T_{ex}	T_c	T_{ex}	T_c	T_{ex}	T_c
Al 28	0,399	0,395	0,827	0,827	0,903	0,900	0,939	0,939	0,979	0,971
Cu 13	0,052	0,077	0,436	0,447	0,583	0,598	0,671	0,699	0,800	0,805
Ag 10	0,107	0,111	0,445	0,434	0,572	0,563	0,666	0,656	0,757	0,764
Pt 5	0,070	0,082	0,331	0,326	0,442	0,441	0,511	0,527	0,616	0,645
Au 10	0	0,005	0,055	0,092	0,129	0,176	0,212	0,257	0,367	0,395

V(kV) / x	401		601		800		1000		1200	
Al 412	0,068	0,065	0,543	0,483	0,717	0,765	0,910	0,875	0,954	0,927
Nb 75	0,287	0,303	0,607	0,613	0,768	0,765	0,856	0,843	0,904	0,887
Mo 90	0,100	0,102	0,418	0,385	0,632	0,590	0,754	0,712	0,840	0,787
Ag 38	0,500	0,528	0,750	0,761	0,853	0,857	0,912	0,904	0,943	0,931
Cd 51	0,440	0,444	0,703	0,701	0,830	0,817	0,872	0,875	0,927	0,908
Pt 30	0,166	0,185	0,454	0,431	0,612	0,591	0,722	0,691	0,786	0,755

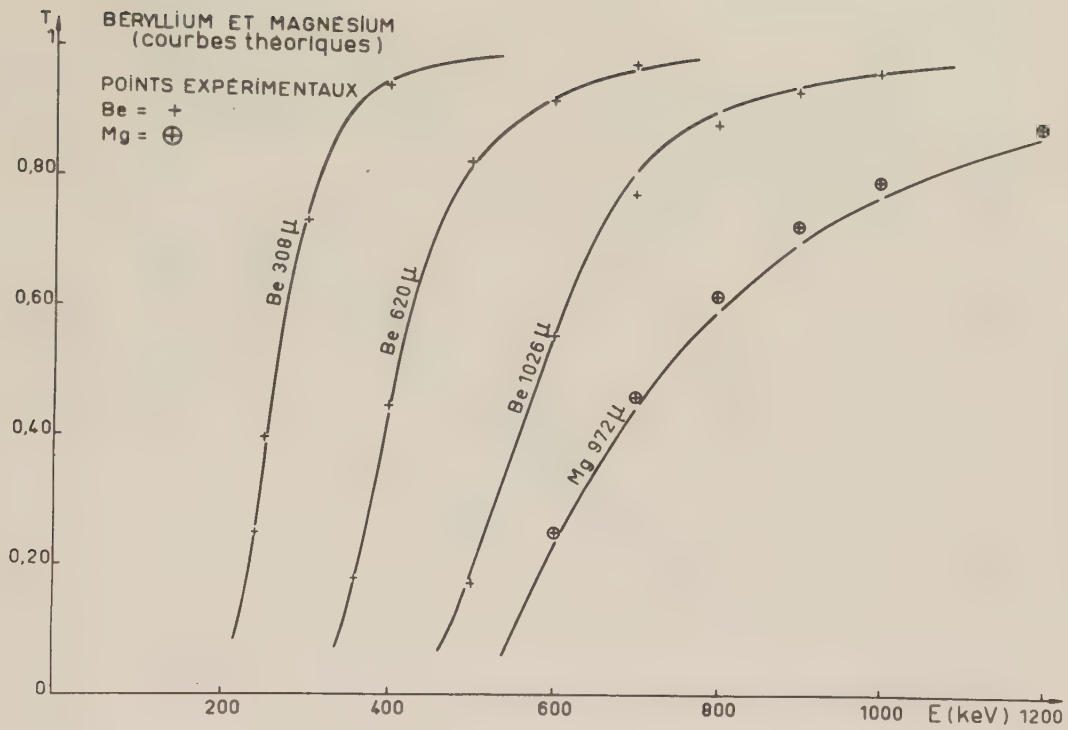


Figure III-6

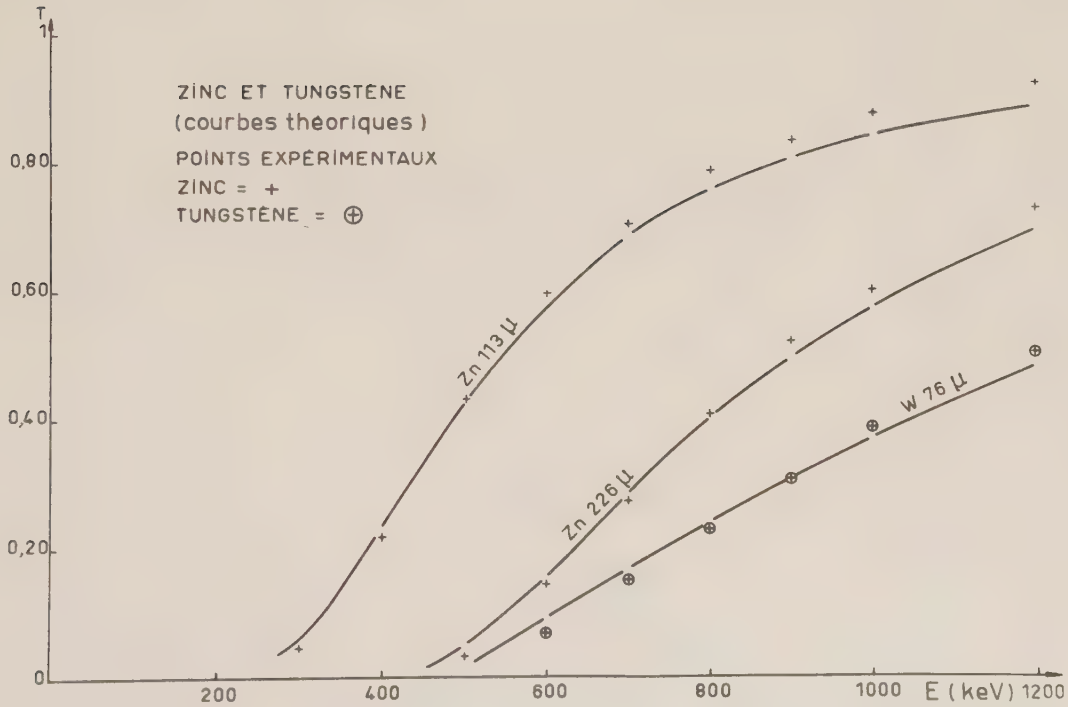


Figure III-7

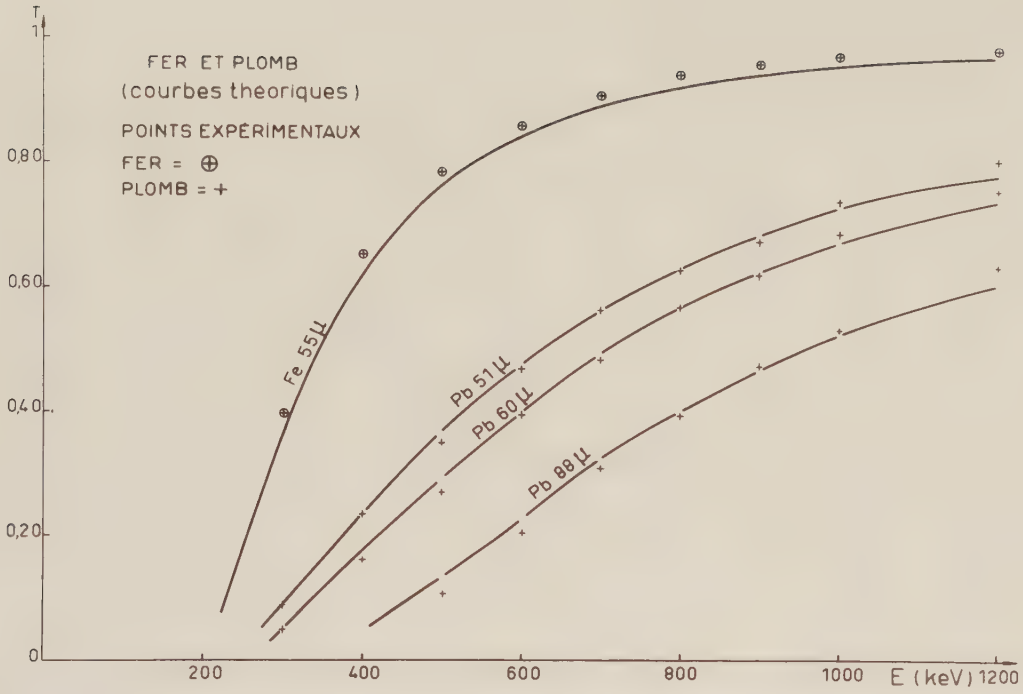


Figure III-8

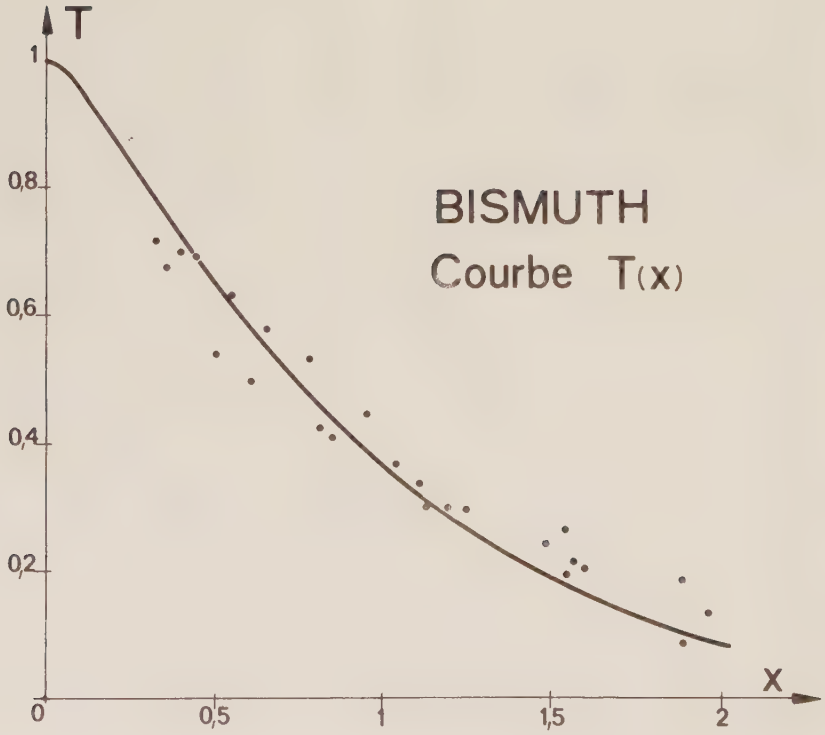


Figure III-9

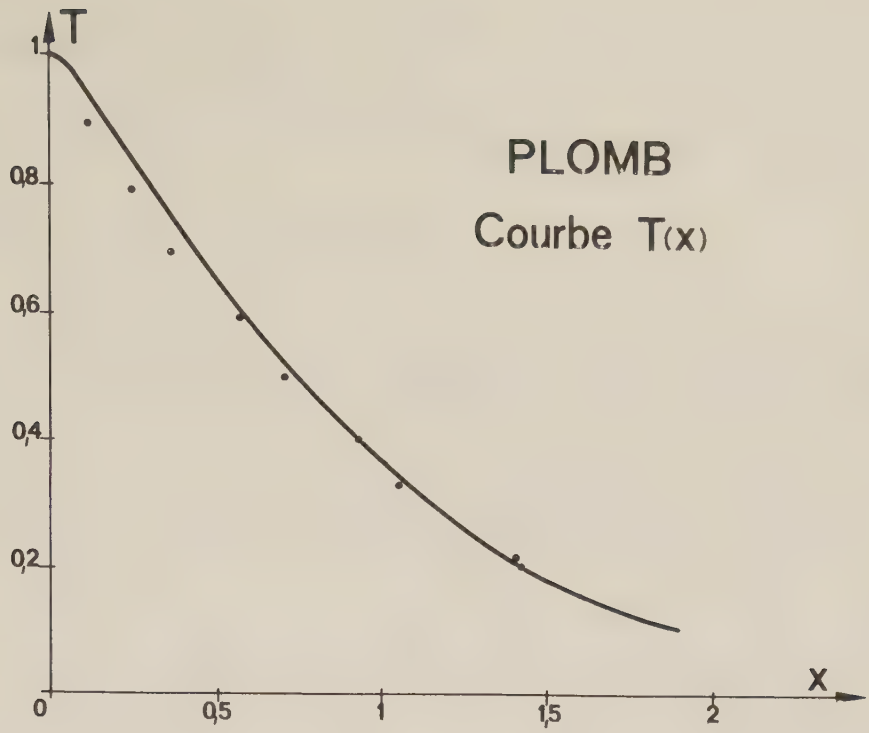


Figure III-10

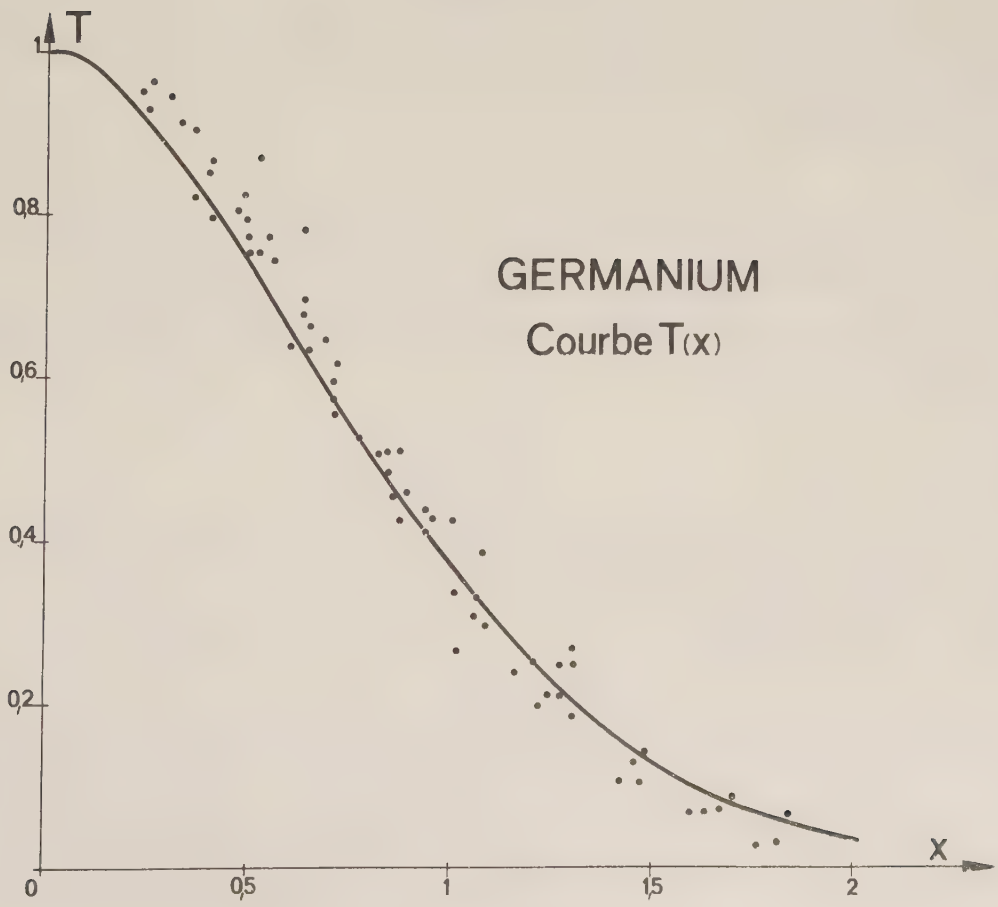


Figure III-11

II . DÉTERMINATION

La valeur de q relative à un élément peut être obtenue à l'aide de l'expression de Thomson-Widdington qui relie l'énergie la plus probable E_x d'un faisceau d'électrons transmis par un échantillon à l'épaisseur x de matière traversée. Elle se met sous la forme :

$$E^2 - E_x^2 = C' \rho x \qquad \text{(III,8)}$$

En exprimant l'énergie initiale E en eV, la masse volumique ρ en grammes par centimètre-cube et l'épaisseur x en centimètres, la constante C' a pour valeur : $4{,}81.10^{11}$.

En annulant, dans la relation (III,8), l'énergie la plus probable E_x, on obtient le parcours r_{TW} de Thomson-Widdington :

$$r_{TW} = \frac{E^2}{C' \rho}$$

Malheureusement, la loi (III,8) n'est qu'une première approximation du ralentissement des électrons dans la matière.

La constante C' dépend de l'énergie des électrons incidents (16) et (33). Le parcours défini ci-dessus n'est, par conséquent, valable que pour une tension d'accélération des électrons bien déterminée. La valeur de la constante C' a été obtenue à partir des expériences de Terril (53), effectuées en moyenne pour des énergies de 37,5 keV.

Formulons l'hypothèse suivante : pour la valeur de l'énergie (37,5 keV) le parcours entier est équivalent au parcours de Thomson-Widdington.

La connaissance de x_H à 37,5 keV nous permet de déterminer la constante q pour un élément donné :

$$q = \left(\frac{r_{TW}}{x_H}\right)_{37,5} \qquad \text{(III,9)}$$

Le tableau (3,VI) donne les valeurs des constantes q pour quelques corps étudiés.

TABLEAU 3,VI

Z	Al 13	Ni 28	Cu 29	Nb 41	Mo 42	Ag 47	Cd 48	Ta 73	Pt 78	Au 79
q	2,14	2,21	2,37	2,46	2,56	2,56	2,66	2,85	2,93	2,92

Le parcours entier des électrons dans la matière peut être représenté de façon convenable dans l'intervalle d'énergie étudié par la relation :

$$r = q\,c\,V^{n}\left(\frac{V}{V^{*}}\right)^{0,825} \qquad \text{(III,10)}$$

III . VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

Nous avons déjà vu qu'une mesure directe du parcours entier est pratiquement impossible, car les courbes T(x) se raccordent tangentiellement à l'axe des abscisses. Une méthode pratique consiste à déterminer, pour une énergie connue des électrons, la plus petite épaisseur de matière qui donne au coefficient de rétrodiffusion sa valeur de saturation (57). En effet, cette épaisseur est pratiquement égale au demi-parcours : un électron rétrodiffusé à une profondeur x a nécessairmment "traversé" une épaisseur 2 x de matière avant de ressortir.

Sur les figures (III-12) et (III-13) sont portées les valeurs de r obtenues à partir de nos résultats expérimentaux. Les courbes tracées sont déduites de la relation (III,10) : elles sont en bon accord avec nos mesures.

Le parcours entier des électrons dans le molybdène à 1,2 MeV, calculé à partir des relations (III,9) et (III,10) s'élève à 0,6 mm environ. Or, nous avons vu que l'épaisseur du blindage de la cage de Faraday utilisée pour l'étude de la distribution angulaire des électrons transmis est de 1,2 mm, ce qui donne un bon coefficient de sécurité.

C - LE PHENOMENE DE RETRODIFFUSION

Ces dernières années, de nombreux auteurs, se basant sur différents modèles physiques, ont tenté d'expliquer le phénomène de rétrodiffusion (1), (14), (17), (19), (24), (30), (31), (55) et (66)

TABLEAU 3,VII

Eléments	R_D DASHEN	R_B BOTHE	R_E EVERHART	R_A ARCHARD	R'_B BOTHE	R_{AV} ARNAL VERDIER	R_J JACOB	R_{exp} ARNAL VERDIER
Al	4	5	16	11	25	19,3	22	13
Cu	10	10,5	31	38	38	29,5	32	28
Ag	17	17	43	43	47	35,4	38,6	38
Au	32	29	58	46	55	41,5	45,8	47,5

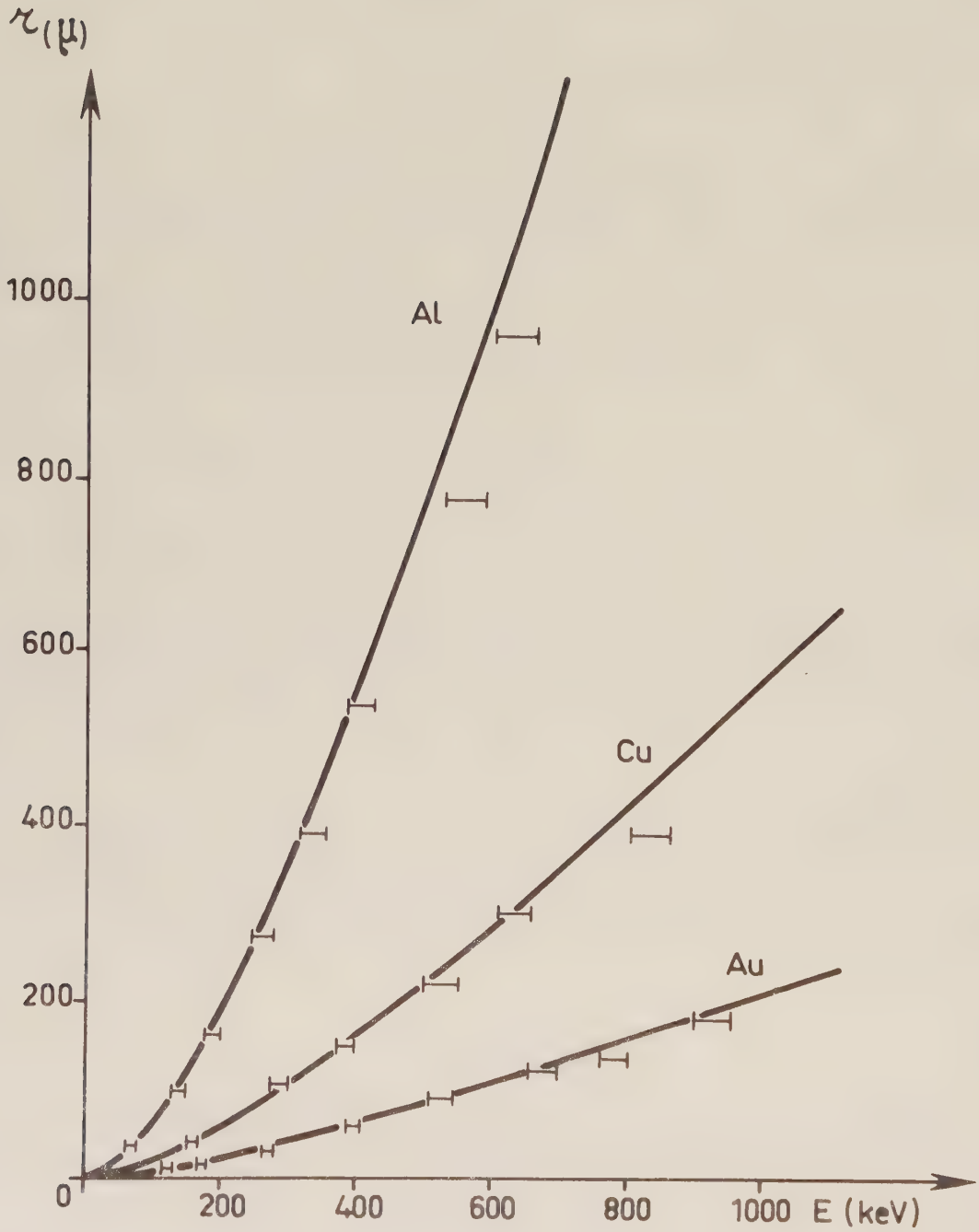


Figure III-12

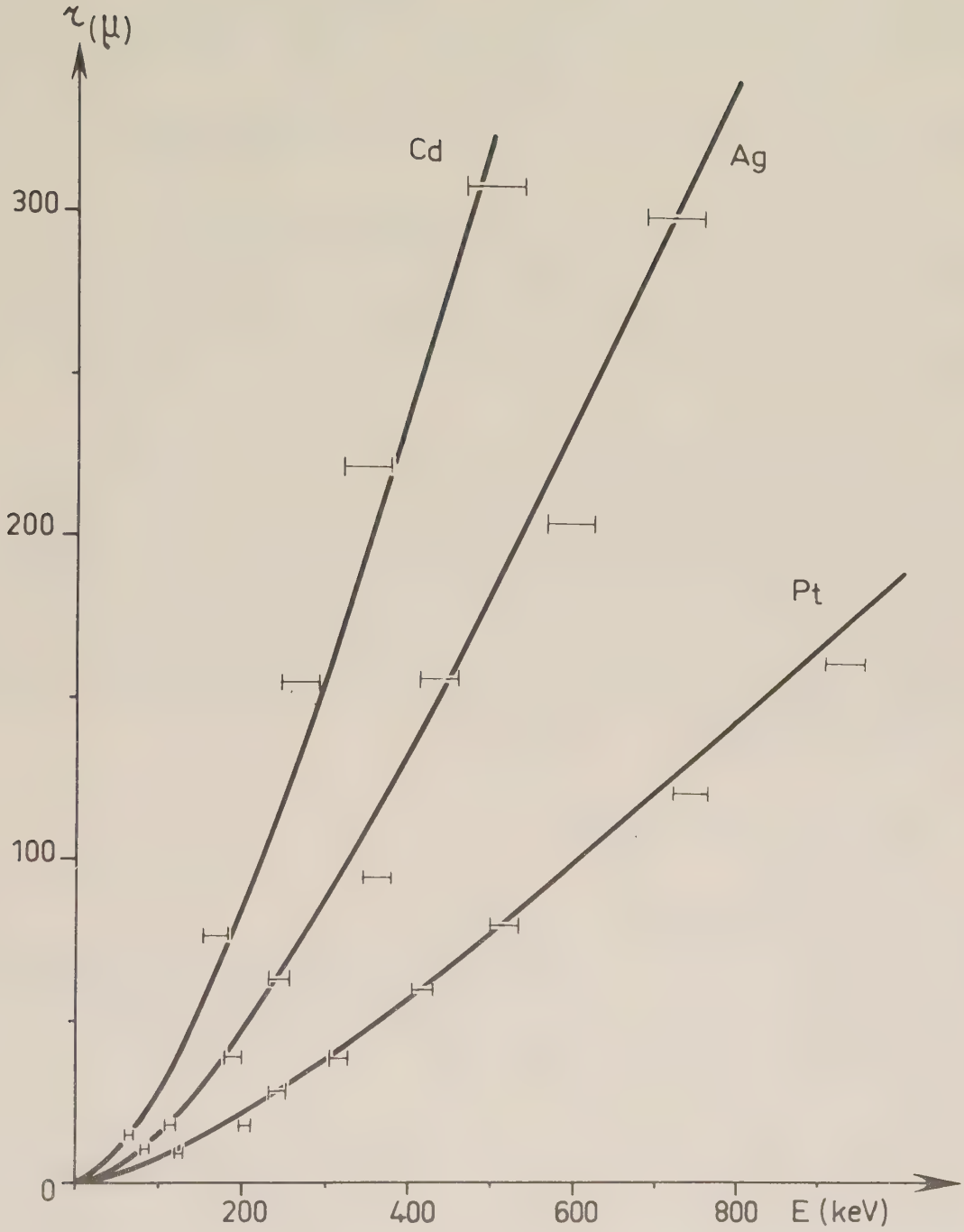


Figure III-13

Dans le tableau (3,VII) sont rassemblés quelques résultats, en pourcentage, prévus par ces théories pour des échantillons massifs et une énergie des électrons incidents égale à 45 keV.

Les deuxième et troisième colonnes représentent, d'après Cosslett (18), les valeurs de la composante rétrodiffusée relative à la diffusion simple, obtenues à partir des travaux de Dashen (19) et de Bothe (14). Les coefficients R_E, R_A et R'_B sont donnés respectivement par les théories de la diffusion simple d'Everhart (24), d'Archard (1) et de Bothe (14).

La colonne marquée R_{AV} représente les valeurs que nous trouvons pour ces coefficients (59) (le raisonnement qui permet de les obtenir sera exposé plus loin).

Le coefficient R_J est le résultat de l'interprétation proposée par Jacob (30). Enfin, dans la dernière colonne, nous donnons une référence expérimentale issue de nos travaux (58).

On remarque les écarts importants qui existent entre ces différentes théories. Il apparaît que notre interprétation décrit approximativement les résultats pour l'ensemble de tous les éléments ; la théorie d'Everhart rend compte des phénomènes en ce qui concerne les faibles numéros atomiques, celles d'Archard et de Jacob semblent être bien adaptées aux numéros atomiques élevés.

Nous allons exposer brièvement les hypothèses de départ et les résultats obtenus par les trois derniers auteurs cités, puis nous donnerons notre contribution à l'explication de ce phénomène.

I . La Théorie d'Everhart (24)

Il suppose que :

1) les électrons se déplacent en ligne droite,

2) seuls, ceux qui ont subi un choc élastique se traduisant par un changement de direction supérieur à $\pi/2$, peuvent être rétrodiffusés dans la mesure où leur parcours total (AB + BC) (voir figure III-14) est inférieur au parcours r_{TW} de Thomson-Widdington.

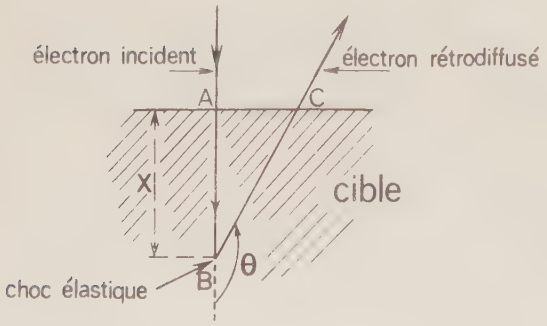


Figure III-14

Compte tenu de ces hypothèses et à partir de la section efficace de Rutherford, il aboutit à la relation suivante :

$$(III,11) \qquad R_E = \frac{a - 1 + 0,5^a}{1 + a}$$

où a est une constante déduite des hypothèses de départ : a = 0,012 Z, Z étant le numéro atomique. L'introduction de cette valeur dans la relation (III,11) conduit à la courbe B de la

figure (III-15). Manifestement, l'écart entre la théorie et les résultats expérimentaux est beaucoup trop grand. En conséquence, Everhart ajuste la constante a et propose la valeur empirique a = 0,045 Z. Il obtient alors la courbe A de la figure (III-15) qui concorde avec l'expérience pour des corps de faible numéro atomique (Z < 30) (16), (45) et (62).

II . Théorie d'Archard (1)

Il suppose :

1) que les électrons se déplacent en ligne droite jusqu'à une certaine profondeur x_d de "complète diffusion" (figure III-16),

2) que, pour la valeur x_d, les électrons sont répartis de façon isotrope dans tout l'espace.

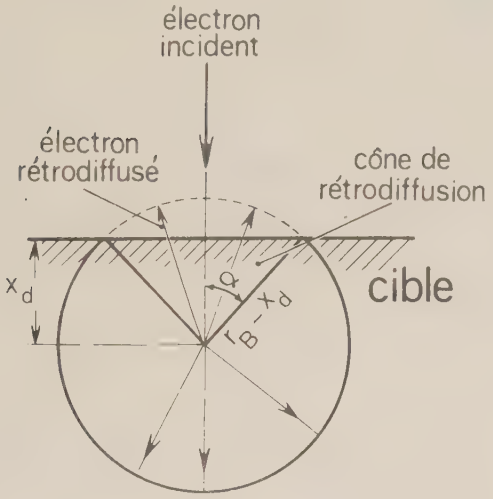


Figure III-16

Archard détermine la valeur de x_d à l'aide des travaux de Bethe, Rose et Smith (8). Il prend comme valeur du parcours entier r_B celle issue de la théorie non relativiste de Bethe (9).

Les électrons rétrodiffusés sont ainsi dans le rapport de l'angle solide déterminé par l'angle α à l'angle solide total de diffusion. L'angle α est donné par la relation :

$$\cos \alpha = \frac{x_d}{r_B - x_d}$$

Compte tenu de ces hypothèses et tous calculs effectués, il trouve pour expression du coefficient de rétrodiffusion :

$$R_A = \frac{7\,Z - 80}{14\,Z - 80}$$

Les variations de R_A en fonction du numéro atomique sont traduites sur la figure (III-17).

La courbe obtenue concorde assez bien avec l'expérience pour des corps de numéro atomique élevé (Z > 60), mais ne convient pas du tout pour les éléments légers (Z < 12).

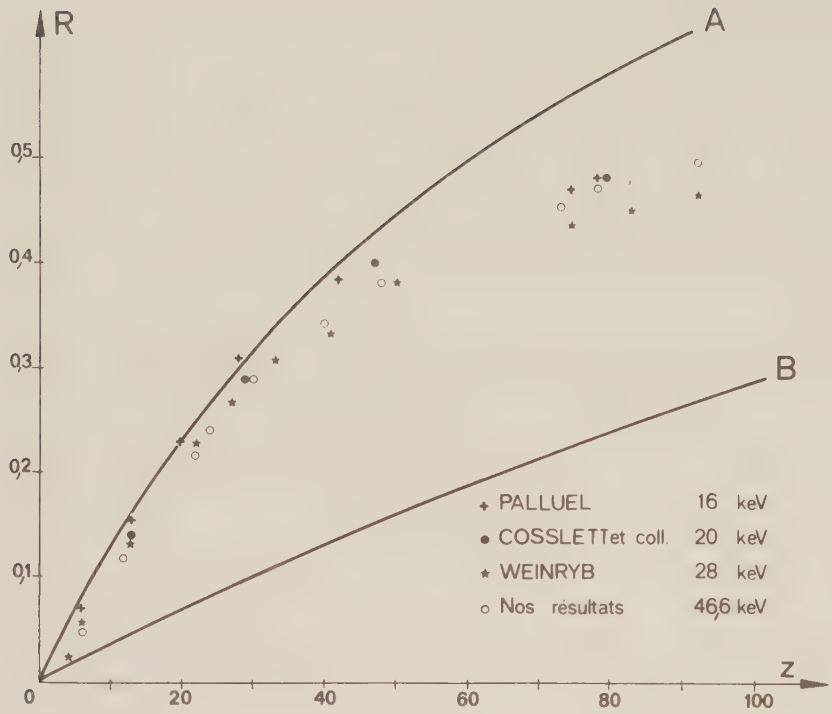


Figure III-15

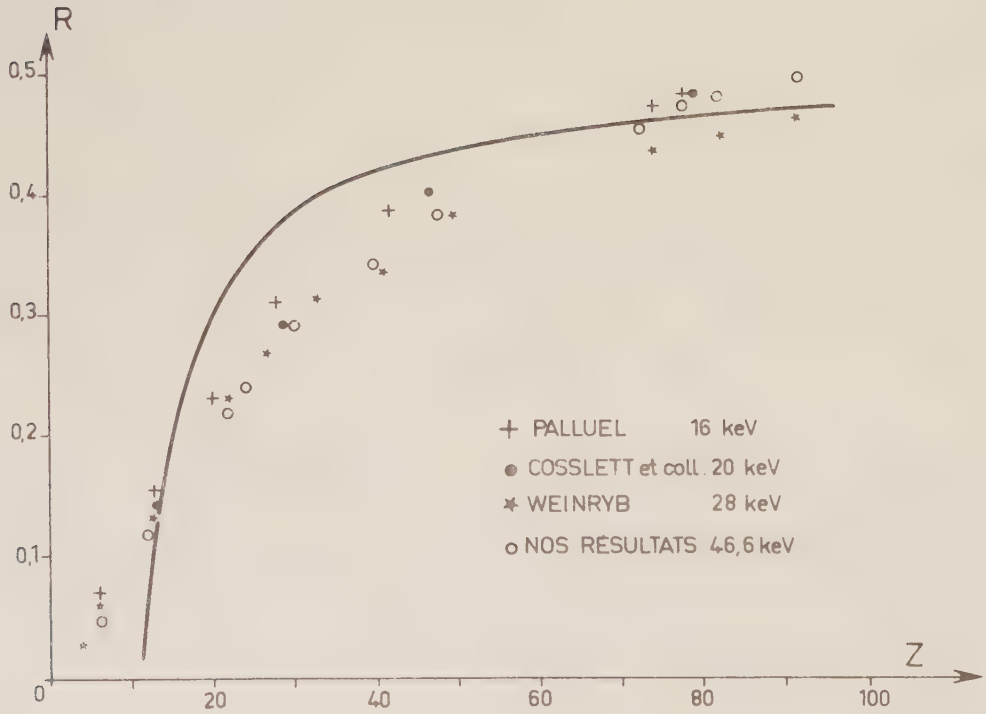


Figure III-17

III . Théorie de Jacob (30)

Bethe (9) a montré que, pour un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques tombant normalement sur un film d'épaisseur x, le coefficient de transmission peut être mis sous la forme :

(III,12) $$T = \frac{a}{b + \frac{x}{\lambda}}$$

où a = 0,84 et b = 0,75 ; λ représente le libre parcours moyen de transport (30). Cette relation n'est valable que pour $\frac{x}{\lambda} \geqslant 0,2$.

Signalons toutefois que la relation (III,12) ne satisfait ni à l'ensemble de nos résultats, ni à ceux que l'on peut trouver dans la littérature.

En négligeant les électrons absorbés, le coefficient de rétrodiffusion devient :

(III,13) $$R_B = 1 - \frac{0,84}{0,75 + \frac{x}{\lambda}}$$

J.H. Jacob (30), à partir de l'équation de Boltzman, calcule l'expression du coefficient de rétrodiffusion. Il trouve que l'équation (III,13) en constitue une bonne approximation et montre qu'avec un échantillon massif on doit avoir :

(III,14) $$\frac{x}{\lambda} \# K\sqrt{Z}$$

où K est un paramètre dépendant en particulier de l'énergie des électrons incidents (pour 30 keV : K # 0,09).

Le coefficient de rétrodiffusion trouvé par Jacob s'écrit dans ces conditions :

(III,15) $$R_J = \frac{K\sqrt{Z} - 0,09}{0,75 + K\sqrt{Z}}$$

Sur la figure (III-18), nous avons tracé, pour une énergie de 30 keV, les variations de R en fonction de Z. Les résultats expérimentaux sont en accord avec cette théorie pour les éléments lourds, mais il y a désaccord pour les éléments légers (Z < 15).

Toutefois, cette théorie est, à notre connaissance, la première prévoyant une variation de R en fonction de l'énergie des électrons incidents. En utilisant les travaux de J.H. Jacob, nous avons tracé sur les figures (III-19), pour l'aluminium, l'argent et l'or, les variations de R en fonction de l'énergie E. Les points expérimentaux correspondent à nos mesures.

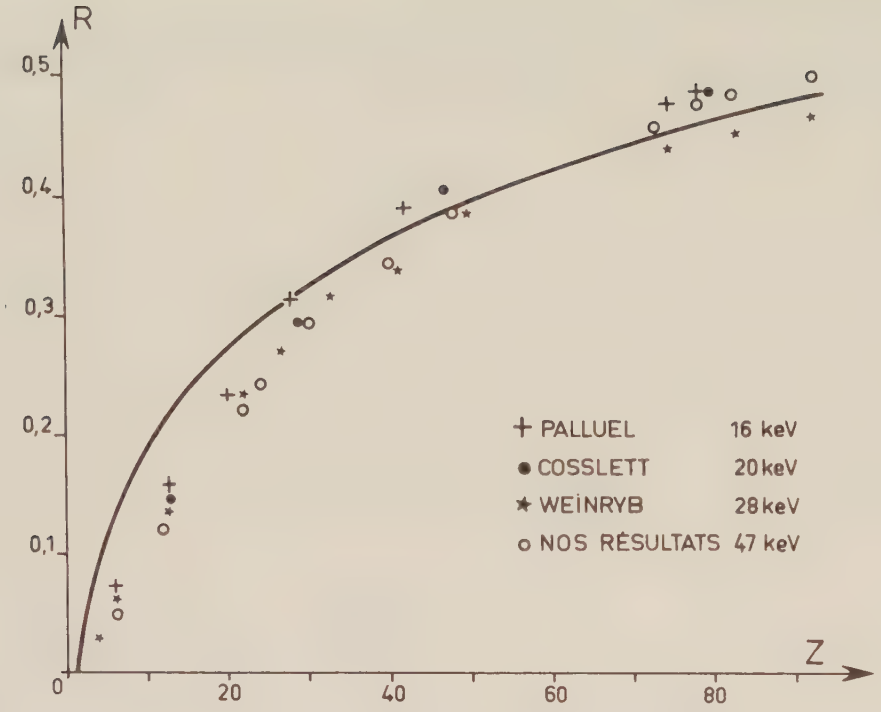


Figure III-18

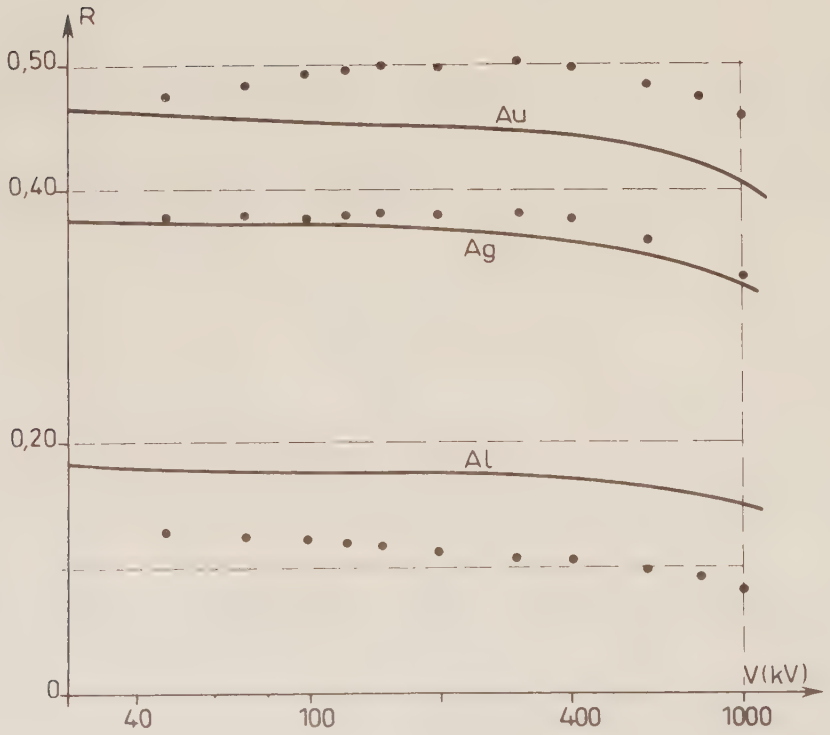


Figure III-19

Cette théorie prévoit bien une variation très lente de R en fonction de l'énergie, mais, malheureusement, ne donne pas de maxima alors que ces derniers ont été trouvés par différents auteurs (19), (45) et nous-mêmes.

En conclusion, il semble que J.H. Jacob donne une explication assez élaborée du phénomène de rétrodiffusion. Il existe cependant, entre sa théorie et l'expérience, des écarts assez importants.

IV . Notre Interprétation

1° . CAS DE L'INCIDENCE NORMALE

Notre étude est basée sur la remarque suivante : les électrons rétrodiffusés sont transmis en retour. Il semble logique de supposer que la loi qui donne l'affaiblissement du faisceau d'électrons transmis par un échantillon, s'applique, en première approximation, aux électrons rétrodiffusés (59).

Nous supposons donc que la loi d'affaiblissement du faisceau électronique en retour est de la forme $\exp -X^p$. La variable réduite X a même signification que dans la relation (III,1) et doit être comprise comme étant la profondeur de matière et non comme la longueur de trajectoire électronique réelle.

Le nombre d'électrons N(X) qui ne dépassent pas la profondeur X dans un échantillon est donc :

$$N(X) = 1 - T(X)$$

Il s'ensuit que le nombre dN d'électrons diffusés en retour à la profondeur X par une épaisseur dX est :

$$dN = -d\,T(X) = p\,X^{p-1}\,T(X)\,dX$$

Parmi ces dN électrons non transmis, les dR rétrodiffusés traversent à nouveau une épaisseur X de matière. Sauf en ce qui concerne la direction moyenne de propagation dans l'échantillon, nous admettons qu'il n'y a aucune différence spécifique entre les électrons transmis et rétrodiffusés : ils obéissent aux mêmes lois.

D'après la relation (III,2), la fraction des électrons qui, parvenus à une profondeur X de l'échantillon, seront transmis par une épaisseur double est égale au rapport : T(2 X)/T(X).

Les dR électrons rétrodiffusés traversent donc une épaisseur de matière égale à 2 X et sont comptés parmi les dN électrons non transmis à la profondeur X. Ils sont donc donnés par l'expression :

$$dR = \frac{T(2\ X)}{T(X)}\ dN = p\ X^{p-1}\ T(2\ X)\ dX$$

Faisons le changement de variable U = 2 X ; on obtient :

$$dR = \frac{1}{2^p}\ p\ U^{p-1}\ T(U)\ dU$$

Le coefficient de rétrodiffusion R(X) correspondant à un échantillon d'épaisseur X est donc égal à :

$$R(X) = -\frac{1}{2^p}\int_0^{2X} p\ U^{p-1}\ T(U)\ dU = -\frac{1}{2^p}\int_0^{2X} dT$$

(III,16)

$$R(X) = \frac{1}{2^p}\left[1 - T(2\ X)\right]$$

Dès que l'échantillon "devient massif", X est égal au demi-parcours entier $\left[2\ x = r \text{ et } T(2\ X) = 0\right]$, l'expression précédente se réduit à :

(III,17) $$R = \frac{1}{2^p}$$

La valeur de p est celle déduite de la transmission (III,6).

Sur la figure (III-20), sont portés les points expérimentaux relatifs aux mesures de Palluel (45), Cosslett (18), Weinryb (61) et aux nôtres. La courbe A est représentative de la relation (III,17). On constate que le phénomène est à peu près bien décrit sur l'ensemble des Z et, particulièrement, dans la gamme des numéros atomiques moyens. Afin de comparer l'ensemble des théories exposées, nous avons tracé sur la même figure les courbes (B), (C) et (D) qui décrivent respectivement les théories d'Everhart (24), d'Archard (1) et de J.H. Jacob (30).

La relation (III,16) donne la fraction d'électrons rétrodiffusés par un échantillon mince d'épaisseur réduite X. Comparons cette expression aux valeurs expérimentales obtenues lors de l'étude de la rétrodiffusion d'échantillons minces. Afin d'avoir un élément de comparaison entre les différents corps, prenons comme variable réduite : $Y = \frac{x}{r} = \frac{x}{qx_H} = \frac{X}{q}$, où le paramètre q est celui déduit de la relation (III,9). Il est clair, dans ces conditions, que pour Y = 0,5, le coefficient de rétrodiffusion R(Y) doit être sensiblement égal à celui de l'échantillon massif pour tous les éléments.

Les courbes des figures (III-22) et (III-23) traduisent la relation (III,16) en ce qui concerne le cuivre et l'argent, éléments pour lesquels la relation (III,17) présente un écart peu sensible par rapport à nos mesures. Les points expérimentaux correspondent à des énergies de 50 à 500 keV pour le cuivre et 50 à 600 keV pour l'argent.

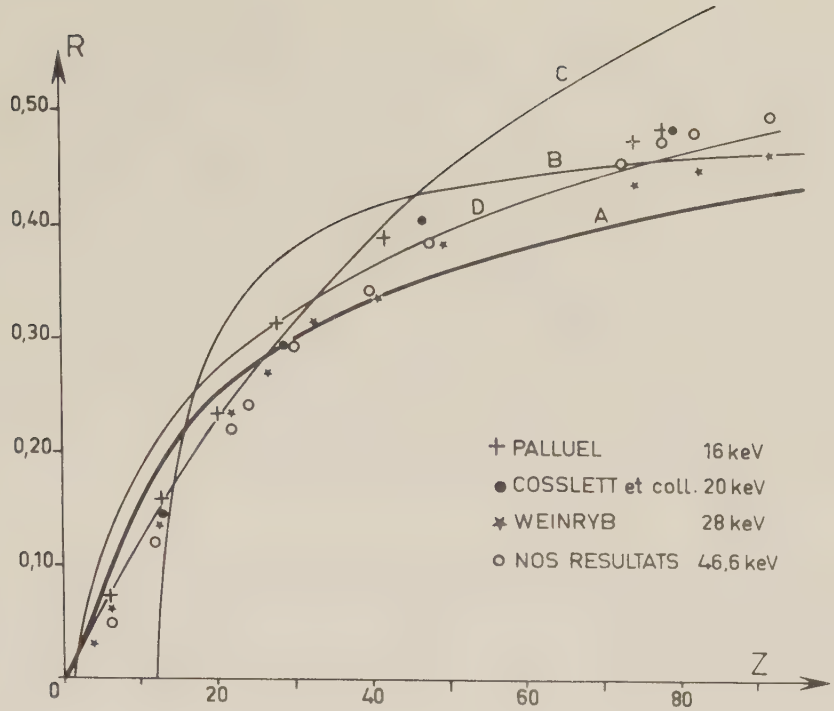


Figure III-20

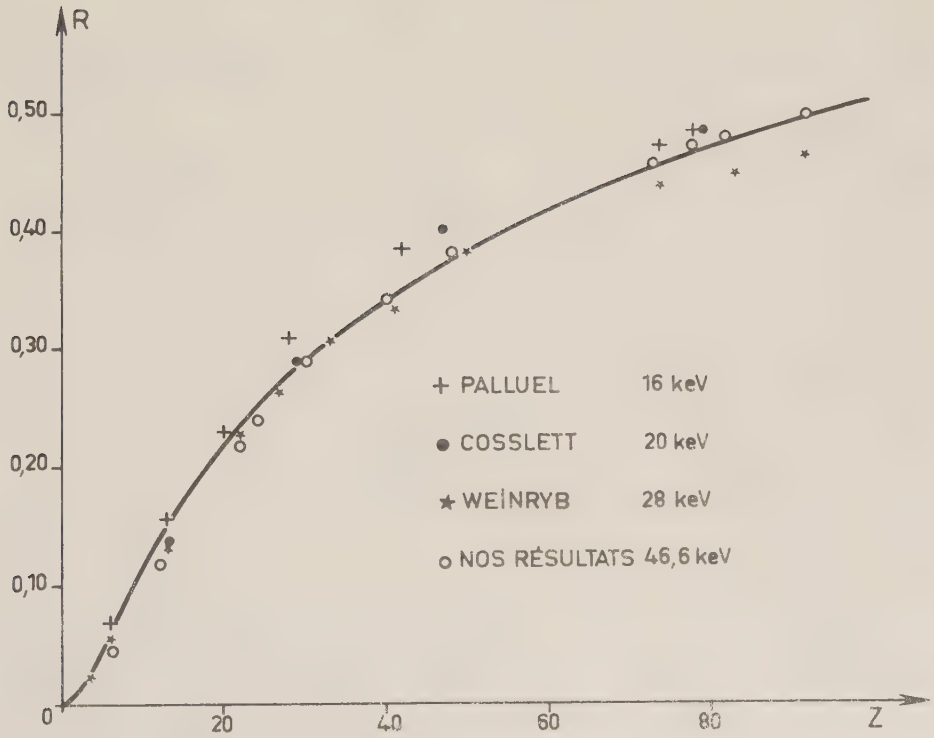


Figure III-21

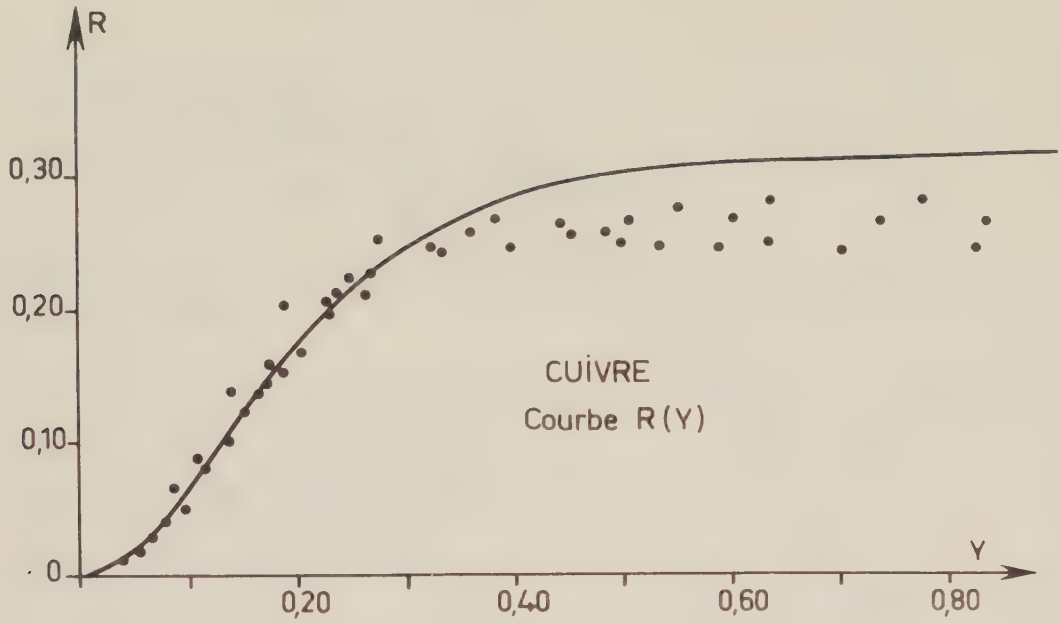


Figure III-22

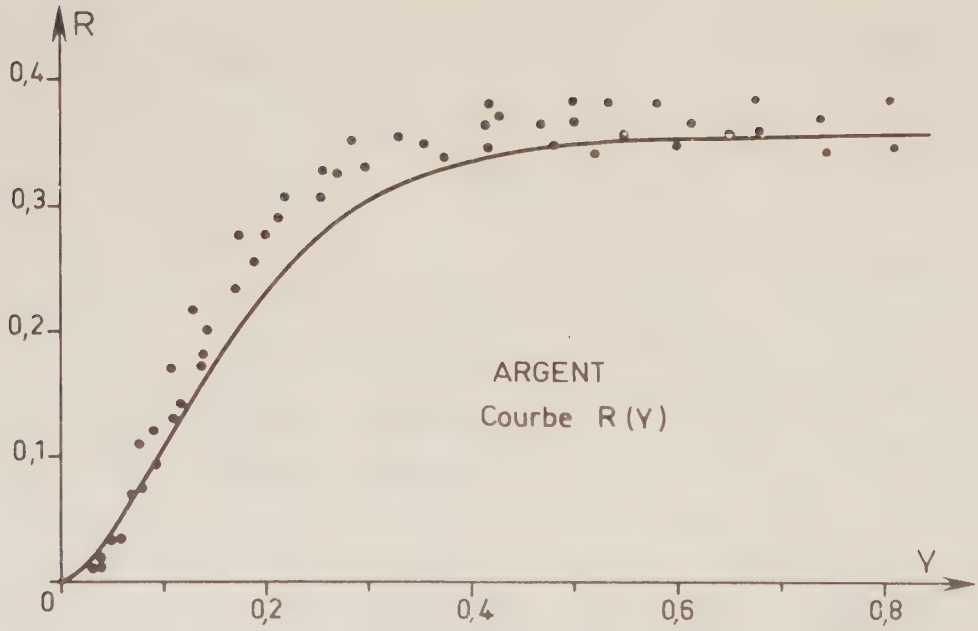


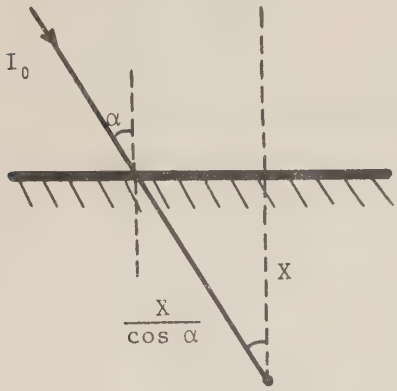
Figure III-23

Remarque :

La courbe A de la figure (III-20), qui traduit la relation (III,17), présente, comme nous l'avons vu, un écart par rapport aux points expérimentaux. Ceci est vraisemblablement dû à notre hypothèse trop simplificatrice. En effet, il peut exister, au moins en ce qui concerne la répartition angulaire autour de la direction moyenne de propagation, une différence entre les électrons transmis et rétrodiffusés. Comme le coefficient p est responsable de l'allure des courbes de transmission exp $-X^p$ il est clair que, pour les électrons rétrodiffusés, sa valeur doit être légèrement différente et il suffit de lui donner la valeur $\frac{9,8}{\sqrt{Z}}$ pour qu'il y ait un très bon accord entre notre modèle et l'expérience (59). La courbe de la figure (III-21) représente la relation (III,17), dans laquelle le paramètre p prend la valeur indiquée ci-dessus. Comme on le constate, l'accord est convenable dans tout le domaine des Z.

2° . CAS DE L'INCIDENCE OBLIQUE (4)

Dans certaines expériences (en microscopie à balayage, en particulier), le faisceau électronique bombarde l'échantillon de façon oblique (60). Le contraste en intensité de l'image obtenue dépend du nombre des électrons rétrodiffusés.



Notre modèle s'applique aussi à la détermination de l'intensité rétrodiffusée dans ces conditions. En effet, il suffit de remarquer qu'un électron parvenant jusqu'à la profondeur X a traversé dans la direction incidente une épaisseur de matière $\frac{X}{\cos\alpha}$. Pour être rétrodiffusé, il doit traverser en tout une épaisseur : $X + \frac{X}{\cos\alpha}$. Un raisonnement analogue à celui de l'incidence normale permet d'aboutir aux relations suivantes :

(III,20) $$R(\alpha) = \left(\frac{1}{1+\cos\alpha}\right)^p \left[1 - T_{\left(X + \frac{X}{\cos\alpha}\right)}\right]$$

(III,21) $$R(\alpha) = \left(\frac{1}{1+\cos\alpha}\right)^p$$

La première est relative à des échantillons minces, la deuxième à des échantillons massifs.

L'accord de (III,21) avec les expériences effectuées par Vincensini (60) et Shimizu (51) est relativement satisfaisant (4).

En conclusion, nous soulignons l'importance de la propriété de normalisation des courbes de transmission T(x) à E = Cte, qui nous a permis d'obtenir une représentation analytique de l'affaiblissement d'un faisceau électronique à la traversée d'un échantillon. Les relations précédentes peuvent être généralisées à l'ensemble des éléments et sont au moins valables dans un intervalle d'énergie qui s'étend de 47 à 1200

keV. Bien que ces expressions n'expliquent pas les processus physiques qui régissent ce phénomène, elles ont l'avantage, par rapport aux théories existantes, de donner des résultats quantitatifs qui concordent avec les expériences faites par les différents auteurs qui ont traité de cette question.

D'autre part, elles permettent d'élaborer un modèle physique qui décrit le phénomène de rétrodiffusion de façon relativement correcte. Ce modèle ne prévoit pas les faibles variations de R en fonction de l'énergie, mais est très bien adapté pour donner les dépendances de cette grandeur en fonction de l'épaisseur de l'échantillon et de l'angle d'inclinaison du faisceau.

CHAPITRE IV

VALEURS EXPERIMENTALES DES SECTIONS EFFICACES

A - NORMALISATION DES COURBES DE TRANSMISSION $T_\alpha(x)$

B - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES SECTIONS EFFICACES

I . DÉFINITIONS

1° . SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

2° . SECTION EFFICACE DE DIFFUSION ENTRE α ET π

3° . RAPPEL DE LA THEORIE DE LA DIFFUSION SIMPLE

II . DÉTERMINATION DE LA PENTE À L'ORIGINE DES COURBES NORMALES $T_\alpha(X)$

1° . POSITION DU PROBLEME

2° . UTILISATION DES COURBES NORMALES $T_\alpha(X)$

3° . METHODE MATHEMATIQUE UTILISEE

III . VALEURS EXPÉRIMENTALES DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION

C - VALIDITE DES RESULTATS

CHAPITRE IV

VALEURS EXPERIMENTALES DES SECTIONS EFFICACES

Dans ce chapitre, nous montrons que les pentes à l'origine des courbes de transmission $T_\alpha(x)$ permettent de déterminer expérimentalement les sections efficaces de diffusion pour un angle compris entre α et π.

A - NORMALISATION DES COURBES DE TRANSMISSION $T_\alpha(x)$

Le coefficient global de transmission $T(x)$ s'exprime en utilisant la répartition angulaire des électrons transmis par la relation (II,6) :

$$T(x) = \frac{2\pi}{\Delta\omega} T_\alpha(x) \int_0^{\pi/2} T_{\theta N} \sin\theta \, d\theta$$

Puisque la normalisation des courbes $T(x)$ à E = Cte résulte d'un fait expérimental, cette dernière relation nous suggère de voir s'il n'en est pas de même pour les courbes correspondant à $T_\alpha(x)$. Pour cela, remplaçons l'abscisse x qui représente l'épaisseur de matière par la variable réduite X, telle que :

$$X = \frac{x}{x_H} \qquad \text{(IV,1)}$$

Rappelons que x_H est l'épaisseur de matière donnant un coefficient de transmission $T(x)$ égal à 0,37.

Sur les figures (IV-1), (IV-2), (IV-3) et (IV-4) sont portés les points correspondant à cette transformation pour l'aluminium, le cuivre, l'argent et l'or.

Sur la figure (IV-1), relative à l'aluminium, les points expérimentaux correspondant aux différentes énergies se situent sensiblement sur une même courbe pour un angle α de diffusion donné. L'écart ΔT entre les valeurs expérimentales et les courbes réduites est au plus égal à 0,05. Il en est de même pour les autres éléments.

Pour chaque corps, nous avons utilisé, au minimum, une dizaine d'épaisseurs différentes ; cette étude a porté sur cinq tensions d'accélération : chaque courbe réduite est l'expression d'au moins cinquante points expérimentaux. Pour ne pas alourdir les planches précédentes, nous n'avons pas reporté tous les points obtenus.

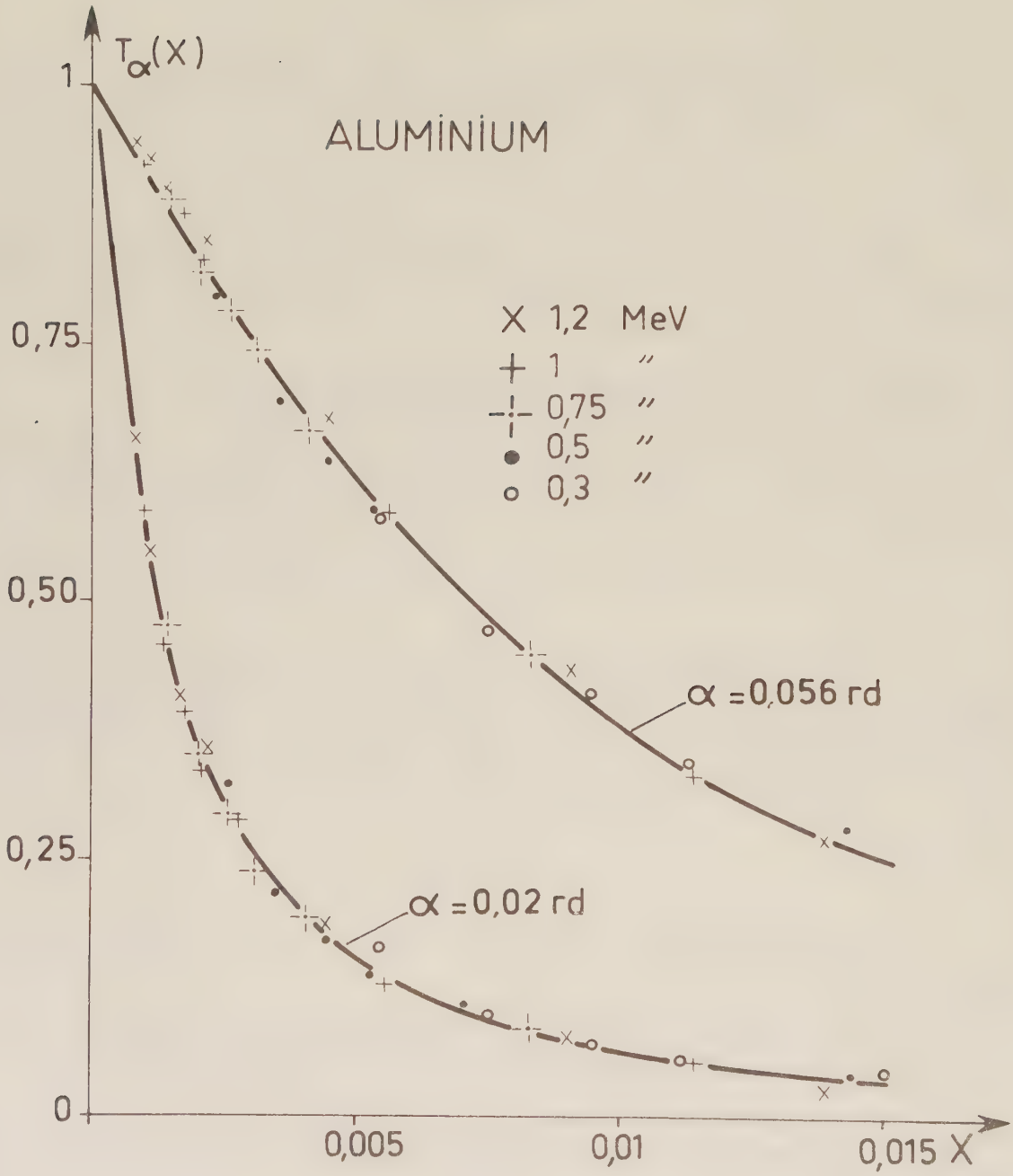

$T_\alpha(X)$
ALUMINIUM
X 1,2 MeV
+ 1 "
0,75 "
● 0,5 "
o 0,3 "
α =0,056 rd
α =0,02 rd
1
0,75
0,50
0,25
0
0,005
0,01
0,015 X

Figure IV-1

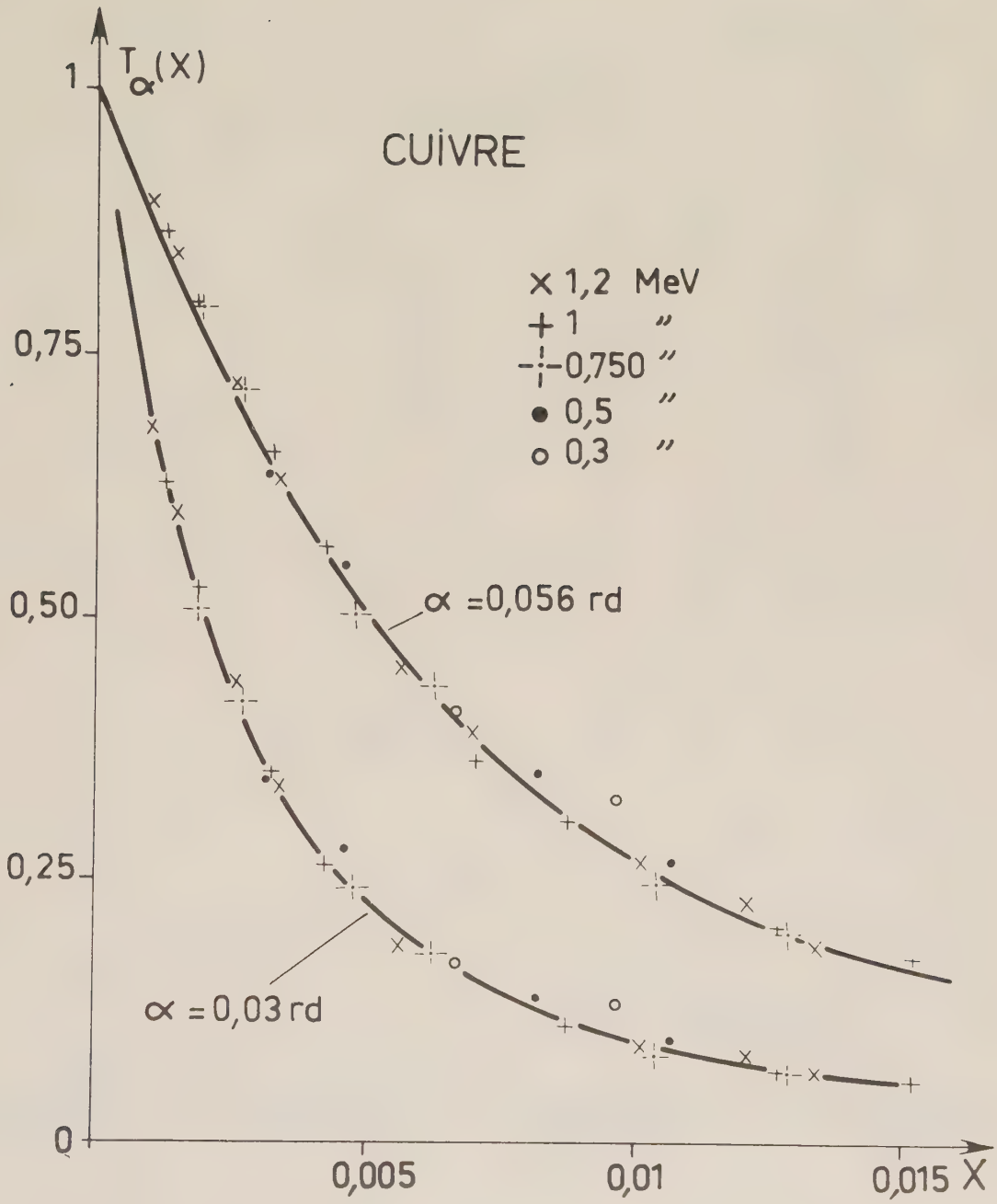

$T_\alpha(X)$
CUIVRE
× 1,2 MeV
+ 1 "
-¦- 0,750 "
• 0,5 "
o 0,3 "
α =0,056 rd
α = 0,03 rd
1
0,75
0,50
0,25
0
0,005
0,01
0,015
X

Figure IV-2

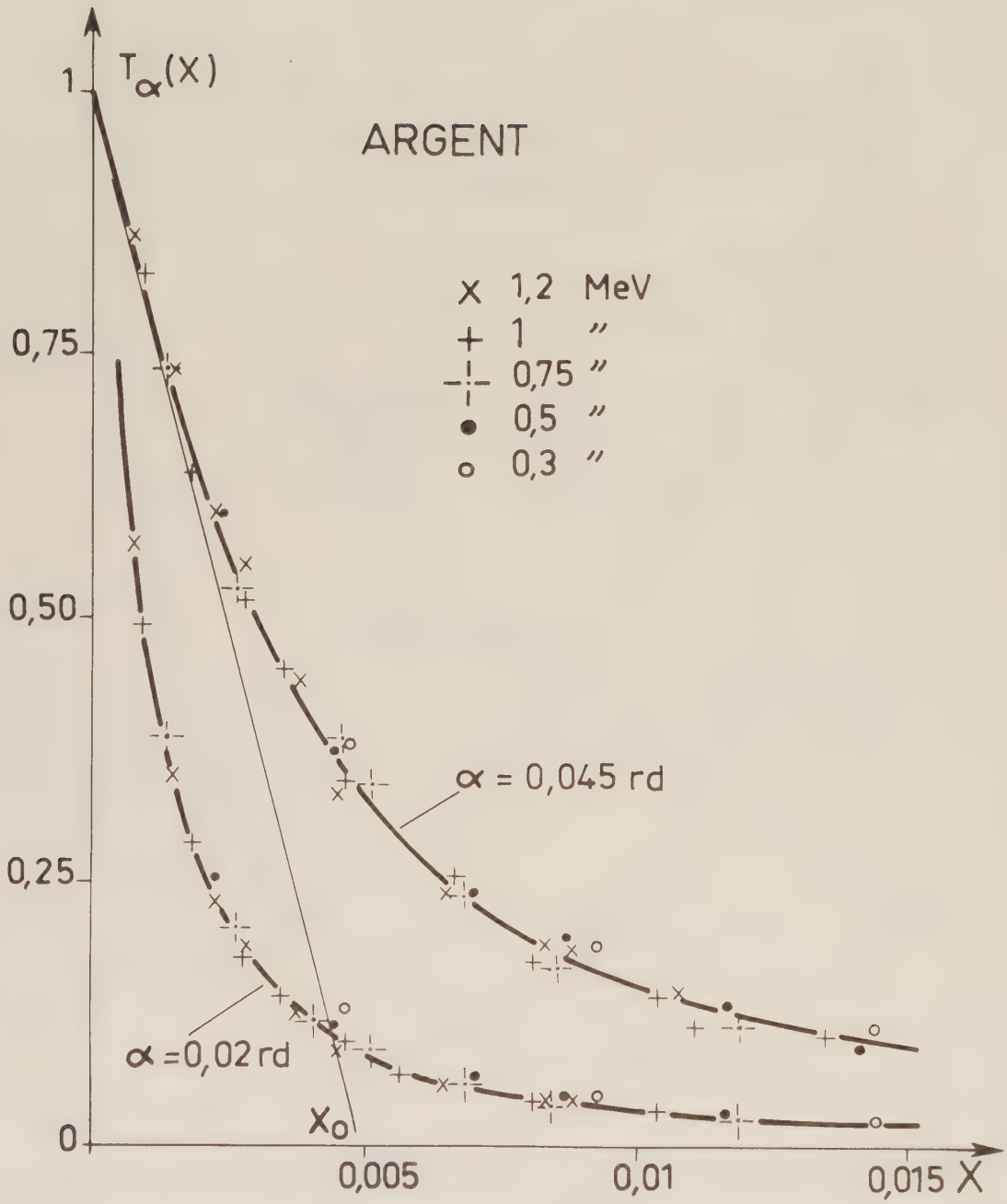

$T_\alpha(X)$
ARGENT
× 1,2 MeV
+ 1 "
0,75 "
● 0,5 "
○ 0,3 "
1
0,75
0,50
0,25
0
α = 0,045 rd
α = 0,02 rd
X_0
0,005
0,01
0,015
X

Figure IV-3

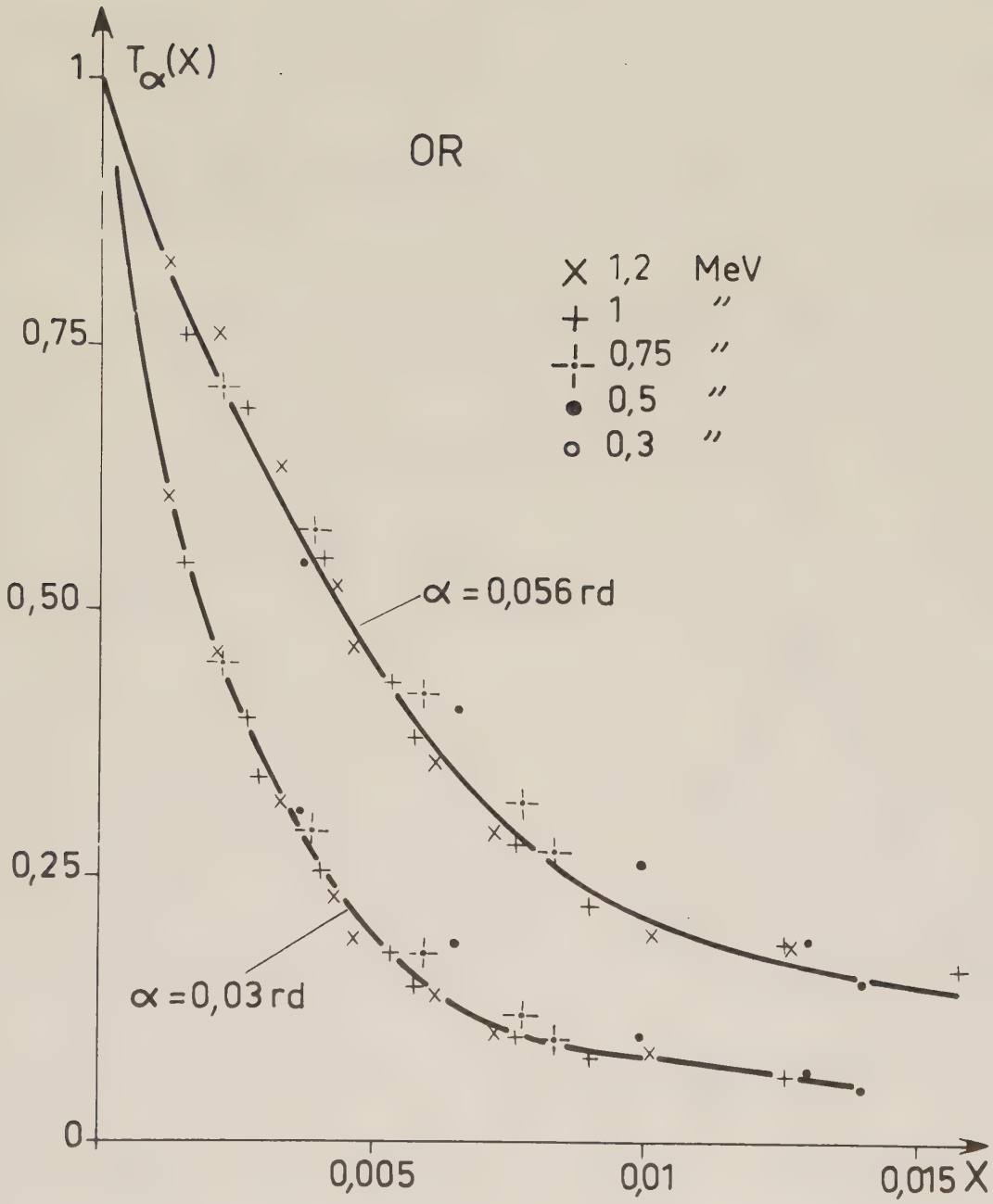

$T_\alpha(X)$
OR
1
0,75
0,50
0,25
0
0,005
0,01
0,015
X
× 1,2 MeV
+ 1 "
0,75 "
● 0,5 "
○ 0,3 "
α = 0,056 rd
α = 0,03 rd

Figure IV-4

L'introduction de la variable réduite $X = \frac{x}{x_H}$ permet donc, dans le domaine d'énergie étudié, de réduire l'ensemble des courbes $T_\alpha(x)$ à une courbe unique indépendante de l'énergie des électrons incidents.

Ce résultat est intéressant en microscopie électronique : il permet de connaître les épaisseurs de matière qui donnent, pour différentes tensions d'accélération, le même contraste d'intensité.

Enfin, le grand nombre de points expérimentaux relatifs aux courbes réduites permet d'utiliser au mieux la méthode des moindres carrés, méthode qui nous permettra de trouver l'expression analytique de ces courbes.

B - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES SECTIONS EFFICACES

I . DÉFINITIONS

1° . SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

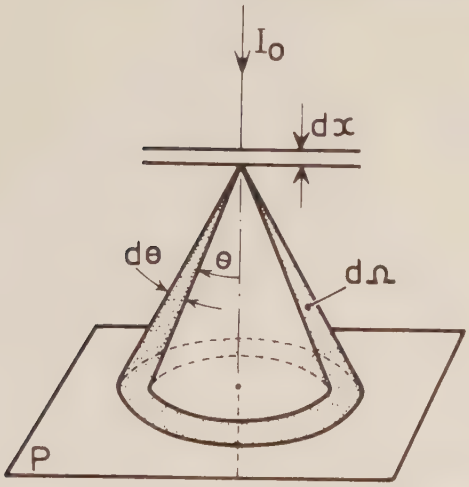


Figure IV-5

Considérons un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques, d'intensité I_0, de section s, tombant normalement sur une cible homogène d'épaisseur uniforme dx.

Dans un premier temps, supposons que la section droite du faisceau tombant sur l'échantillon ne renferme qu'un seul centre diffusant. L'intensité diffusée di dans la direction θ et dans l'angle solide $d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$ est proportionnelle à la densité électronique $\frac{I_0}{s}$ et à $d\Omega$:

$$di = \frac{I_0}{s} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega$$

Le coefficient $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est appelé, par définition, section efficace différentielle atomique.

Lorsque la partie irradiée de la cible contient N_c centres diffusants (qui sont des atomes dans le cas qui nous intéresse), l'intensité diffusée s'exprime par :

$$di = N_c \frac{I_0}{s} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega$$

Si N représente le nombre d'atomes par unité de volume, il vient :

$$N_c = N \, s \, dx$$

d'où :

(IV,2) $$di = N\, I_0\, dx \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{di}{I_0} \cdot \frac{1}{N\, dx}$$

Cette dernière relation montre que $d\sigma$ est homogène à une surface.

Il existe, dans la littérature, certaines divergences dans les définitions des sections efficaces ; aussi allons-nous définir la façon dont nous les entendons.

2° . SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ENTRE α ET π

D'après la relation (IV,2), l'intensité dI_D diffusée à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet α par les atomes appartenant à la couche élémentaire dx est donnée par la relation :

$$dI_D = N\, I_0\, dx \int_0^{\alpha} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, 2\,\pi \sin\theta\, d\theta$$

En posant :

$$\sigma_0^{\alpha} = 2\,\pi \int_0^{\alpha} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta\, d\theta$$

on a :

$$dI_D = N\, I_0\, \sigma_0^{\alpha}\, dx$$

Par contre, l'intensité transmise dI_T à l'intérieur du cône précédent (intensité diffusée dI_D augmentée de l'intensité transmise sans interaction) est égale à l'intensité incidente I_0 diminuée de l'intensité diffusée entre les angles α et π.

$$dI_T = I_0 \left[1 - N\, dx \int_{\alpha}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, 2\,\pi \sin\theta\, d\theta\right]$$

soit en posant :

(IV,3) $$\sigma_{\alpha}^{\pi} = 2\,\pi \int_{\alpha}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta\, d\theta$$

$$dI_T = I_0\, (1 - N\, \sigma_{\alpha}^{\pi}\, dx)$$

Dans la suite, nous désignerons l'intégrale définie (IV,3) soit par σ_{α}, soit, plus simplement, par σ : elle représente la section efficace atomique de diffusion entre α et π que nous appellerons couramment "section efficace totale"

(IV,4) $$dI_T = I_0 (1 - N \sigma_\alpha dx)$$

3° . RAPPEL DE LA THEORIE DE LA DIFFUSION SIMPLE

Considérons un échantillon d'épaisseur x bombardé comme précédemment et découpons ce dernier en n couches d'épaisseurs y, telles que x = ny.

D'après la relation (IV,4), l'intensité transmise $I_{T_1}(\alpha)$ à l'intérieur du cône défini en deuxièmement par la première couche élémentaire est :

$$I_{T_1}(\alpha) = I_0 (1 - N \sigma_\alpha y)$$

L'intensité transmise par la deuxième couche est :

$$I_{T_2}(\alpha) = I_{T_1}(\alpha) (1 - N \sigma_\alpha y) = I_0 (1 - N \sigma_\alpha y)^2$$

A la $n^{ième}$ couche :

$$I_{T_n}(\alpha) = I_0 (1 - N \sigma_\alpha y)^n$$

ou :

$$I_{T_n}(\alpha) = I_0 \left(1 - N \sigma_\alpha \frac{x}{n}\right)^n$$

Si l'épaisseur y de la couche élémentaire tend vers zéro, c'est-à-dire si n tend vers l'infini, on obtient la relation classique de la diffusion simple :

$$I_T(\alpha) = I_0 \exp -N \sigma_\alpha x$$

soit :

(IV,5) $$T_\alpha = \exp -N \sigma_\alpha x$$

où N représente le nombre d'atomes par unité de volume, σ_α la section efficace atomique de diffusion entre α et π et x l'épaisseur de l'échantillon.

II . DÉTERMINATION DE LA PENTE À L'ORIGINE DES COURBES $T_\alpha(X)$

1° . POSITION DU PROBLEME

D'après la relation (IV,5), si la loi de diffusion simple correspond à une réalité expérimentale, la courbe représentative de la fonction Log $1/T_\alpha = N \sigma_\alpha x$ doit être représentée par la droite (I) de la figure (IV-6). Le coefficient angulaire de cette droite permet d'obtenir la section efficace σ_α recherchée.

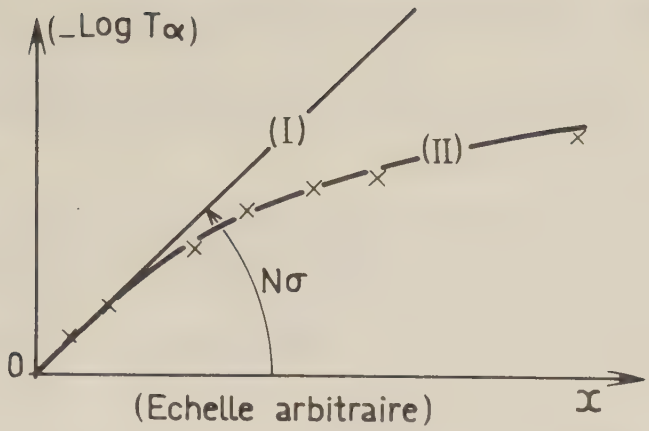


Figure IV-6

Or, l'expérience montre que l'allure de la courbe Log $1/T_\alpha = f(x)$ est celle de la courbe (II) de la figure (IV-6). Cette courbe, bien que linéaire au voisinage des faibles valeurs de x, s'incurve quand x croît. Rappelons que nous avons déjà utilisé cette réprésentation dans le chapitre II (figures II-14, II-15, II-16 et II-17). Il s'ensuit que l'intensité transmise par des échantillons épais est supérieure à celle prévue par la théorie de la diffusion simple.

La pente de la tangente à l'origine de la courbe (II) est proportionnelle à la section efficace de diffusion recherchée :

$$\frac{d}{dx}\left[(-\text{Log } T_\alpha)\right]_{x\to 0} = N\,\sigma_\alpha \qquad \text{(IV,6)}$$

D'autre part, quelle que soit la fonction $T_\alpha(x)$, nous pouvons écrire :

$$\left[-\frac{d\,T_\alpha(x)}{dx}\right]_{x\to 0} = \frac{d}{dx}\left[(-\text{Log } T_\alpha)\right]_{x\to 0} = N\,\sigma_\alpha \qquad \text{(IV,7)}$$

En conséquence, pour obtenir les valeurs des sections efficaces recherchées, on détermine les pentes à l'origine des courbes expérimentales donnant le coefficient de transmission $T_\alpha(x)$ à E = Cte.

Ce problème est délicat : d'une part, la détermination graphique de la tangente à l'origine est subjective ; d'autre part, la détermination de la valeur de cette tangente par une méthode analytique suppose un modèle mathématique donnant la réalité du phénomène de transmission dans un large intervalle.

Montrons qu'il est plus avantageux de déterminer les pentes à l'origine à l'aide des courbes normales ou réduites $T_\alpha(X)$.

2° . UTILISATION DES COURBES NORMALES T (X)

Pour illustrer les erreurs qui peuvent être introduites lors de la détermination de la pente à l'origine des courbes Log $1/T_\alpha$ non réduites, plaçons-nous dans un cas qui semble a priori favorable.

Choisissons un point expérimental proche de l'orginie et situé sur la partie linéaire de la courbe (II) de la figure (IV-6). La pente est égale à :

$$N\,\sigma_\alpha = \frac{\text{Log } 1/T_\alpha}{x}$$

Un calcul d'erreur conduit à la relation :

$$\text{(IV,8)} \qquad \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta T_\alpha}{T_\alpha \,.\, \text{Log } T_\alpha}$$

Au voisinage de l'origine, l'incertitude relative :

- d'une part, sur x, est maximale et peut atteindre la valeur de 5 %,
- d'autre part, sur T_α, est minimale et inférieure à 0,01. Comme nous sommes près de l'origine, $T_\alpha = 1$, c'est-à-dire Log T_α voisin de zéro, le second terme de l'équation (IV,8) peut devenir très grand.

Il en résulte que l'incertitude relative sur σ_α peut atteindre, dans le cas de nos expériences, des valeurs considérables, de l'ordre de 35 à 40 %, indépendamment du fait que les incertitudes relatives sur T_α et sur l'épaisseur x soient très acceptables, de l'ordre de 2 et 5 %.

En conclusion, la détermination des pentes à l'origine des courbes $T_\alpha(x)$ qui se réfèrent uniquement aux points expérimentaux près de l'origine est vivement déconseillée. Signalons, par ailleurs, qu'il est inutile de vouloir déterminer les pentes à l'origine en se servant uniquement de points expérimentaux dont les ordonnées T_α seraient inférieures à 0,5 par exemple.

La solution idéale serait de trouver une fonction mathématique $T_\alpha(x)$ passant "au mieux" par l'ensemble des points expérimentaux bien répartis dans l'intervalle $]0,1[$.

Dans le cadre de nos expériences, cette dernière condition est bien remplie pour les grands angles de diffusion et à forte énergie. Par contre, pour des tensions d'accélération plus faibles, allant de 300 à 500 kV, et des petits angles de diffusion (0,02 et 0,03 rad.), il nous a été impossible d'obtenir des valeurs de T_α voisines de l'unité. Notre montage n'est guère adapté à l'étude d'échantillons dont l'épaisseur est inférieure à 0,2 microns.

On peut pallier à cette dernière difficulté en utilisant les courbes réduites $T_\alpha(X)$ à la place des courbes $T_\alpha(x)$. En effet, chacune de ces courbes normales est

l'expression d'au moins cinquante points expérimentaux dont les ordonnées $T_\alpha(X)$ sont réparties entre 0,20 et 0,98.

Cherchons donc un modèle mathématique qui décrive bien les courbes réduites $T_\alpha(X)$.

3° . METHODE MATHEMATIQUE UTILISEE

A la suite d'une interprétation physique, nous montrons, dans le dernier chapitre, que les courbes de transmission peuvent être représentées par l'expression mathématique suivante :

$$Y(X) = 1 - T_\alpha(X) = A\left[1 - \exp -BX\right] \qquad \text{(IV,9)}$$

Nous verrons plus tard l'interprétation physique des paramètres A et B qui sont sans dimension. En particulier, le paramètre A est égal ou inférieur à 1.

Remarquons que la pente à l'origine des courbes Y(X) est proportionnelle à σ_α, d'après la relation (IV,7).

$$\left[\frac{dY}{dX}\right]_{X\to 0} = \left(-\frac{d\,T_\alpha}{dX}\right)_{X\to 0} = A.B \qquad \text{(IV,10)}$$

La détermination des coefficients A et B de l'expression (IV,9) relatifs à chaque courbe normale à été réalisée à l'aide de l'ensemble de tous les points expérimentaux. Les épaisseurs réduites X correspondent à un coefficient de transmission compris entre 0,2 et 1. Pour cela, nous utilisons la méthode des moindres carrés. Au préalable, on linéarise l'expression (IV,9). En nous fixant des valeurs arbitraires A_0, B_0, il est possible de développer la relation précitée en série de Taylor limitée au premier ordre (25).

$$Y = (Y)_{A_0,B_0} + (A - A_0)\left(\frac{\partial Y}{\partial A}\right)_{A_0,B_0} + (B - B_0)\left(\frac{\partial Y}{\partial B}\right)_{A_0,B_0}$$

Avec cet artifice, nous retrouvons le processus classique de l'utilisation de la méthode des moindres carrés (25). Les calculs ont été effectués à l'aide des ordinateurs de l'Université Paul-Sabatier.

Les valeurs obtenues pour les paramètres A et B sont telles que les écarts des points expérimentaux par rapport à la courbe analytique trouvée soient minimisés dans un intervalle T_α égal à $]0,2\ ,\ 1[$.

Remarques

- Nous avons vérifié que l'introduction au départ de valeurs différentes de A_0, B_0, conduit toujours aux mêmes valeurs finales A et B.

- Les calculs effectués pour des courbes non réduites, mais tracées avec un nombre suffisant de points expérimentaux conduisent aux mêmes valeurs de σ_α.

TABLEAU 4,I

Valeurs expérimentales de $\sigma_{(\alpha)}$

$\sigma_{(\alpha)}$ est donné en 10^{-20} cm^2

		Al	Cu	Ag	Au
α(rad)	V(kV)	$\sigma_{(\alpha)}$	$\sigma_{(\alpha)}$	$\sigma_{(\alpha)}$	$\sigma_{(\alpha)}$
2.10^{-2}	300	53,95	193,03	391,23	887,34
	500	25,30	91,98	188,10	435,65
	750	14,55	53,57	110,47	258,6
	1000	9,77	36,28	72,56	179,18
	1200	7,73	28,87	60,11	144,12
3.10^{-2}	300	27,07	99,93	238,31	470,91
	500	12,69	47,62	114,58	231,19
	750	7,30	27,74	67,29	138
	1000	4,90	18,78	45,84	95,09
	1200	3,88	14,95	36,61	76,48
$4,5.10^{-2}$	300	14,36	50,74	120,09	238,15
	500	6,73	24,18	57,74	116,92
	750	3,87	14,08	33,90	69,78
	1000	2,60	9,54	23,10	48,09
	1200	2,06	7,59	18,45	38,68
$5,6.10^{-2}$	300	9,05	38,27	86,65	184,86
	500	4,24	18,24	41,66	90,75
	750	2,44	10,63	24,47	54,17
	1000	1,64	7,19	16,67	37,33
	1200	1,30	5,73	13,31	30,02

III . Valeurs Expérimentales des Sections Efficaces

Les coefficients A et B ayant été déterminés à l'aide de l'ordinateur, les relations (IV,1), (IV,7) et (IV,10) conduisent directement aux valeurs expérimentales des sections efficaces de diffusion :

$$\sigma_\alpha = \frac{A.B}{N\ x_H} \qquad \text{(IV,11)}$$

La valeur de x_H est donnée par les relations (III,4) et (III,6). Dans l'expression (IV,11), σ_α s'exprime en centimètres carrés si x_H est en centimètres et si N représente le nombre d'atomes par centimètre cube.

Dans le tableau (4,I), nous fournissons les valeurs expérimentales de la section efficace totale de diffusion σ_α dans le cas de l'aluminium, du cuivre, de l'argent et de l'or.

L'examen de ce tableau met en évidence les conclusions trouvées à partir des différentes théories : la section efficace diminue quand la tension d'accélération augmente et quand l'angle α croît ; elle augmente avec le numéro atomique de l'élément diffusant.

C - VALIDITE DE LA METHODE

Nous avons vérifié que les valeurs des pentes à l'origine déterminées par cette méthode concordent relativement bien avec celles que nous aurions obtenues par un procédé graphique.

Nous avons voulu confronter notre méthode de calcul à celles utilisées par deux autres auteurs :

1) Sommer (52), qui détermine les valeurs des sections efficaces expérimentales en utilisant la méthode de Monte-Carlo ;

2) Marais (38), qui construit un réseau théorique de courbes universelles lui permettant d'identifier au mieux une des courbes de son réseau avec celle obtenue expérimentalement.

Notre méthode de calcul, appliquée aux valeurs de $T_\alpha(x)$ trouvées par ces auteurs, aboutit à des valeurs expérimentales des sections efficaces très voisines de celles qu'ils ont déterminées à l'aide de leur propre méthode.

L'écart entre les différents procédés excède rarement 10 %.

Par exemple, en appliquant notre méthode aux coefficients de transmission $T_\alpha(x)$ trouvés par Marais, nous obtenons les sections efficaces correspondantes (σ_c) que nous comparons dans le tableau (4,II) à celles (σ_M) données par cet auteur (38).

Nous pouvons conclure que notre méthode de détermination des valeurs de σ_α est d'une manipulation rapide et aisée. Elle donne sensiblement les mêmes résultats

TABLEAU 4,II

Vérification de notre méthode de calcul des sections efficaces

		Carbone		Germanium		Or	
α(rad)	V(kV)	σ_M	σ_c	σ_M	σ_c	σ_M	σ_c
$3,47.10^{-4}$	300	104,6	97,5	639,5	612	1826	1682
	500	83,3	87,4	512	510	1475	1405
	1000	67,6	73	424	444	1220	1266
	1200	65,4	75	411	427	1178	1186
$5,47.10^{-4}$	300	99	97,5	620	593	1793	1669
	500	78,7	85	480	497	1437	1362
	1000	64,1	66	411	430	1204	1258
	1200	61,7	69	398	415	1162	1230
$1,37.10^{-3}$	300	87,7	78,8	580	558	1724	1611
	500	68,9	75,5	463	455	1379	1363
	1000	55,9	58,7	381	408	1147	1244
	1200	53,8	60,5	368	380	1116	1210
$3,3.10^{-3}$	300	75,2	72,6	528	523	1615	1515
	500	58,8	57,4	417	431	1285	1302
	1000	46,7	46,1	332	370	1041	1144
	1200	44,6	44,97	318	340	998	1059
$6,73.10^{-3}$	300	62,5	57	444	460	1413	1467
	500	47,2	44,5	334	365	1074	1185
	1000	34,8	32,9	239	229	789	820
	1200	32,3	30	219	215	732	780

que ceux obtenus par des méthodes plus complexes et plus longues.

Rappelons que, quelle que soit la précision avec laquelle peuvent être mesurés les épaisseurs et les coefficients de transmission, les valeurs des sections efficaces σ_α ne peuvent être calculées qu'avec une précision d'environ 15 %. Ce résultat est une conséquence de la détermination de σ_α à partir de la tangente à une courbe expérimentale, en un lieu où la plus petite erreur sur T_α prend de grandes proportions.

CHAPITRE V

ESSAI D'INTERPRETATION DU PHENOMENE DE TRANSMISSION DANS LE CAS DE LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

A - CALCUL THEORIQUE DES SECTIONS EFFICACES

I . Position du Problème

1° . CONSIDERATIONS GENERALES

2° . POTENTIELS ELECTROSTATIQUES AU VOISINAGE DE L'ATOME

a) Les Modèles Classiques

b) Proposition d'un Nouveau Modèle de Potentiel Atomique

II . Calcul des Sections Efficaces

1° . SECTION EFFICACE ELASTIQUE

2° . SECTION EFFICACE INELASTIQUE

3° . DETERMINATION DES CONSTANTES a ET b DE L'ATOME

III . Comparaison avec les Résultats Expérimentaux

1° . AVEC NOS RESULTATS

2° . AVEC LES RESULTATS DE REIMER ET SOMMER

B - THEORIE DE LA PARATRANSMISSION

I . Définition

II . Théorie

1° . EXPOSE

2° . DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE DE PARATRANSMISSION

III . Comparaison avec nos Résultats

C - COURBE UNIVERSELLE DE TRANSMISSION

I . CRITIQUE DE LA THÉORIE DE LA PARATRANSMISSION

1° . LES PHENOMENES NEGLIGES

a) Les Pertes d'Energie

b) Le Phénomène de Rétrodiffusion

2° . LE CHOIX DE L'HYPOTHESE

3° . REMARQUE

II . CHOIX DE LA FONCTION $\Phi(T)$

1° . PROPRIETES

2° . EXPRESSION ANALYTIQUE

3° . DETERMINATION DES COEFFICIENTS K^2 ET m

a) Dans le Cas Général

b) Dans le Cas de nos Expériences

III . COMPARAISON AVEC L'EXPÉRIENCE : COURBE UNIVERSELLE DE TRANSMISSION

CHAPITRE V

ESSAI D'INTERPRETATION DU PHENOMENE DE TRANSMISSION DANS LE CAS DE LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

La théorie de la diffusion simple, qui aboutit à la loi donnant l'intensité transmise, $T_\alpha = \exp -N\,\sigma_\alpha\,x$, suppose, pour être appliquée, la connaissance de la section efficace de diffusion σ_α pour des angles supérieurs à l'angle α.

Les modèles classiques de potentiel atomique à introduire dans le calcul des sections efficaces ne permettent pas d'obtenir des expressions concordant avec tous les résultats expérimentaux (5), (38) et (52).

Dans la première partie de ce travail, nous allons introduire un potentiel atomique dérivant de celui de Wentzel, qui permet le calcul analytique des sections efficaces ; les valeurs alors obtenues pour ces dernières sont voisines de celles obtenues expérimentalement.

Comme la loi de la diffusion simple n'est qu'une première approximation de la réalité, dans une deuxième partie, nous nous proposons, à partir d'une hypothèse déjà émise par Marais (39), d'affiner cette théorie, afin qu'elle concorde mieux avec l'expérience.

Enfin, dans une troisième partie, en nous appuyant sur les propositions précédentes et à l'aide de considérations mathématiques, nous arrivons à déterminer une expression de T_α qui reste valable jusqu'à des intensités transmises de l'ordre de quelques millièmes de l'intensité incidente.

A - CALCUL THEORIQUE DES SECTIONS EFFICACES

I . POSITION DU PROBLÈME

1° . CONSIDERATIONS GENERALES

Le problème de la diffusion des électrons incidents à partir des atomes de l'objet est très complexe. En effet, les modèles essayant de tenir compte de tous les paramètres, quelquefois mal connus faute de données expérimentales, aboutissent à des résultats qui ne sont pas directement exploitables.

Marton et Schiff(41) posent, dans ce problème de l'interaction électron-matière, les hypothèses suivantes :

- l'échantillon diffusant est constitué par des atomes sphériques, libres et isolés, donc n'agissant pas les uns sur les autres ;

- un électron incident peut être diffusé soit par le noyau, soit par le nuage électronique ; dans le premier cas, il s'agit de diffusion élastique, dans le deuxième, de diffusion inélastique.

Dans les deux cas, le calcul de l'intensité diffusée nécessite la connaissance du potentiel $\Phi(r)$ au voisinage de l'atome.

2° . POTENTIELS ELECTROSTATIQUES AU VOISINAGE DE L'ATOME

a) Les Modèles Classiques

Le potentiel de Rutherford ne tient compte que de la charge du noyau ; s'il permet d'interpréter la diffusion des rayons X et des neutrons, il ne convient pas dans le cas de la diffusion électronique, car il néglige le rôle d'écran joué par les électrons planétaires.

Certains auteurs ont imaginé des modèles plus élaborés qui tiennent compte des couches électroniques. Le modèle de Hartree (26), (27) et (28) est particulièrement intéressant dans le cas d'éléments de numéros atomiques inférieurs à 20. Le modèle de Thomas (54) est mieux adapté au phénomène de diffusion dans le cas des éléments de numéros atomiques élevés.

Malheureusement, la forme mathématique trop complexe de ces deux potentiels ne permet pas de mener à bien le calcul analytique de l'intensité diffusée.

Dernièrement, Marais (38) a proposé pour le potentiel électrostatique à la distance r du centre de l'atome une fonction de Laplace-Gauss :

$$\Phi(r) = \frac{Ze}{b} \exp - \frac{r^2}{a^2}$$

où a et b sont deux constantes homogènes à des longueurs qui dépendent de la nature des atomes ; il détermine leurs valeurs à partir de ses résultats expérimentaux.

Cette forme de potentiel, qui a l'avantage de conduire à des expressions intégrables analytiquement, ne décrit bien les résultats que pour des angles de diffusion inférieurs à 10^{-2} rad. En effet, il apparaît dans les calculs ((38), page 70) une série alternée qui converge rapidement dans les conditions expérimentales citées. Par contre, nos expériences, où $\alpha > 10^{-2}$ rad., montrent que la convergence de la série nécessite un très grand nombre de termes. C'est pourquoi nous avons abandonné cette forme de potentiel.

Le modèle de Wentzel (63) présente un grand intérêt pratique : il tient compte à la fois de la charge positive et supposée ponctuelle du noyau et de l'effet d'écran des électrons planétaires. Ce potentiel est de la forme :

$$\Phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp - \frac{r}{R}$$

où Z représente le numéro atomique de l'élément,

e, la charge de l'électron,

r, la distance de l'atome diffuseur à l'électron incident,

$R = a_H Z^{-1/3}$, le rayon de l'atome,

et a_H, le rayon de l'atome d'hydrogène de Bohr ($a_H = 0{,}529.10^{-8}$ cm).

Ce modèle a été utilisé par Lenz (36). Sa forme mathématique simple permet de mener à bien le calcul des sections efficaces atomiques.

Malheureusement, nos résultats expérimentaux ne concordent pas avec ceux déduits de la théorie de Lenz. En effet, pour un élément donné, les valeurs expérimentales des sections efficaces sont, en général, dans un rapport constant avec celles résultant du calcul effectué au moyen du potentiel de Wentzel. Cette simple remarque nous a guidé dans le choix d'un nouveau potentiel atomique.

b) Proposition d'un Nouveau Modèle de Potentiel Atomique

Nous avons vu que, dans la théorie, nous devons considérer les atomes neutres libres et isolés. Si cette hypothèse est valable pour les gaz, elle semble plus discutable dans le cas des solides où les atomes sont plus proches. En effet, à la traversée de l'échantillon, l'électron incident est sensible, en un point M donné de l'objet, au potentiel $\Phi(M)$ existant en ce point. Or, $\Phi(M)$ est la somme scalaire des potentiels créés par tous les atomes entourant le point considéré. Ceci est particulièrement vrai dans le cas d'électrons incidents faiblement diffusés, c'est-à-dire présentant un grand paramètre d'impact. Ils passent ainsi loin de l'atome diffuseur et l'on ne doit pas négliger l'influence des atomes voisins.

Nous avons, dès lors, essayé de nous placer dans le cas d'atomes libres, neutres et isolés les uns par rapport aux autres, en tenant compte, pour le potentiel, des atomes voisins. Ceci nous a naturellement amenés à attribuer à chaque atome des charges fictives rendant mieux compte du potentiel en un point M de l'échantillon.

La forme du potentiel $\Phi(r)$ que nous proposons est analogue à celle de Wentzel (5) :

$$\Phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp - \frac{r - a}{b} \qquad (V,1)$$

où a et b sont deux constantes, homogènes à des longueurs, qui seront déterminées à partir des résultats expérimentaux.

Il est important de voir quelle est la répartition de charges correspondant à cette forme de potentiel.

La densité volumique $\rho(r)$ de charges électroniques est donnée par l'équation de Poisson :

$$\Delta \Phi(r) = -4 \pi \rho(r)$$

Le calcul du Laplacien de la fonction potentiel donne :

$$\Delta \Phi(r) = \frac{1}{b^2} \Phi(r)$$

D'où la densité volumique des charges négatives :

$$\rho(r) = \frac{Ze}{4 \pi b^2} \frac{1}{r} \exp - \frac{r - a}{b}$$

La charge négative fictive entourant le noyau est q_f :

$$q_f = - \frac{Ze}{b^2} \exp \frac{a}{b} \int_0^\infty r \exp - \frac{r}{b} dr$$

soit :

(V,2) $$q_f = - Ze \exp \frac{a}{b}$$

Le maximum des charges négatives s'obtient en annulant la dérivée de la fonction $r \exp - \frac{r}{b}$; ceci a lieu pour :

(V,3) $$r = b$$

La charge $Q_i(R)$ existant à l'intérieur d'une sphère de rayon R s'obtient par application du théorème de Gauss ; on trouve :

$$Q_i(R) = Ze \exp \frac{a}{b} \left[\exp - \frac{R}{b}\right] (1 + \frac{R}{b})$$

Quand R tend vers zéro, $Q_i(R)$ tend vers $Ze \exp \frac{a}{b}$, ce qui donne au noyau une charge ponctuelle fictive égale à :

(V,4) $$q_{f(noyau)} = + Ze \exp \frac{a}{b}$$

Les relations (V,2) et (V,4) montrent bien que l'atome est neutre. Quand R tend vers l'infini, $Q_i(R)$ tend vers zéro : donc, l'atome est non seulement neutre, mais encore isolé par rapport aux autres.

En conclusion, pour tenir compte des atomes voisins, nous proposons de remplacer l'atome classique par un atome dont le noyau est ponctuel, de charge fictive

q_f, entouré d'un nuage électronique de charge totale $-q_f$ et isolé par rapport aux autres.

La relation (V,3) montre que, dans ce modèle, le paramètre b peut être considéré comme le "rayon moyen de l'atome". Si nos hypothèses ont un sens physique, a doit être tel que :

$$\exp \frac{a}{b} \geqslant 1 \qquad \text{(V,5)}$$

En effet, le potentiel, en un point M de l'échantillon, doit être plus grand que celui donné par un atome de nombre atomique Z.

Nous verrons au cours de la détermination de ces deux constantes que l'inégalité (V,5) est toujours vérifiée.

Pour calculer les sections efficaces élastiques et inélastiques, nous utilisons le potentiel $\Phi(r)$ donné par (V,1).

II . Calcul des Sections Efficaces en-dehors de l'Angle α

Nous avons montré, au Chapitre IV, que l'intensité diffusée dans la direction θ à l'intérieur d'un angle solide $d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$ par une couche élémentaire dx est :

$$di = N I_0 \, dx \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \qquad \text{(V,6)}$$

Nous avons signalé, dans le paragraphe I de ce chapitre, qu'un électron incident peut être diffusé soit par un noyau (diffusion élastique), soit par les électrons planétaires (diffusion inélastique). Si l'on distingue ces deux phénomènes, la formule (V,6) prend la forme :

$$di = N I_0 \, dx \left[\frac{d\sigma_e}{d\Omega} + \frac{d\sigma_i}{d\Omega} \right] d\Omega$$

avec :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} + \frac{d\sigma_i}{d\Omega} \qquad \text{(V,7)}$$

L'intégration de cette dernière expression entre α et π donne les sections efficaces élastiques $\sigma_{e(\alpha)}$ et inélastiques $\sigma_{i(\alpha)}$ pour la diffusion "en-dehors" de l'angle α :

$$\sigma_{e(\alpha)} = 2\pi \int_{\alpha}^{\pi} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta \qquad \text{(V,8)}$$

(V,9) $$\sigma_{i(\alpha)} = 2\pi \int_{\alpha}^{\pi} \frac{d\sigma_i}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta$$

avec :

(V,10) $$\sigma_\alpha = \sigma_{e(\alpha)} + \sigma_{i(\alpha)}$$

Remarquons que σ_α, représentant la somme des sections efficaces élastique et inélastique, est appelé parfois section efficace "totale". Bien souvent, cette terminologie est aussi utilisée dans la littérature pour désigner l'intégration de $\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega$ entre 0 et π. Comme on n'utilisera pas cette valeur, nous conserverons le terme de section efficace totale pour la relation (V,10). Enfin, lorsqu'il ne saurait y avoir d'ambiguité, nous omettrons l'indice α dans l'écriture de $\sigma_{e(\alpha)}$, de $\sigma_{i(\alpha)}$ et de σ_α.

Signalons que le résultat de nos expériences ne nous permet d'obtenir que la section efficace totale σ. En effet, pour déterminer séparément les sections efficaces élastique σ_e et inélastique σ_i, il est nécessaire, non seulement de connaître les intensités diffusées, mais encore de séparer parmi les électrons diffusés ceux qui n'ont pas perdu de l'énergie (diffusion élastique) de ceux qui ont perdu de l'énergie (diffusion inélastique).

Pour cela, il faudrait utiliser un analyseur de vitesse. Pour l'instant, nous nous contenterons de chercher, d'une part, des modèles théoriques permettant d'obtenir séparément σ_e et σ_i et de vérifier, d'autre part, que la relation (V,10) concorde avec l'expérience.

1° . CALCUL DE LA SECTION EFFICACE ELASTIQUE

Un faisceau électronique monochromatique peut être assimilé à une onde dont l'amplitude est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité transportée ; sa longueur d'onde est donnée par :

(V,11) $$\lambda = \frac{12,27}{\sqrt{V}} \left[1 + 0,978.10^{-6} V\right]$$

où λ s'exprime en Å et la tension accélératrice V en volts. Partant de cette hypothèse, Mott (44) calcule, dans l'approximation de Born (13), l'amplitude de $f_e(\theta)$ diffusée élastiquement dans la direction faisant l'angle θ avec celle du faisceau incident pour un atome isolé ayant la symétrie sphérique. Il trouve :

(V,12) $$f_e(\theta) = \frac{8\pi^2 m e}{h^2} \int_0^\infty \Phi(r) \frac{\sin sr}{sr} r^2 \, dr$$

Dans cette relation, m est la masse relativiste de l'électron, e sa charge, h la constante de Planck, $\Phi(r)$ la valeur du potentiel à la distance r du centre géo-

métrique de l'atome. Le paramètre s, coefficient de diffusion élastique, est le module de la différence des vecteurs d'onde avant et après le choc. Comme dans le cas de la diffusion élastique, l'électron diffusé n'a pas perdu d'énergie. On a donc :

$$s = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \tag{V,13}$$

Si l'on porte dans la relation (V,12) l'expression (V,1) du potentiel $\Phi(r)$, nous avons :

$$f_e(\theta) = \frac{8\pi^2 Z e^2 m}{s\, b^2}\left(\exp \frac{a}{b}\right)\int_0^\infty \sin sr . \exp - \frac{r}{b}\, dr$$

Après intégration par parties, on obtient :

$$f_e(\theta) = \frac{8\pi^2 m e^2}{h^2} Z \left(\exp \frac{a}{b}\right)\frac{b^2}{1 + b^2 s^2}$$

Introduisons la valeur a_H^* du rayon relativiste de l'atome d'hydrogène :

$$a_H^* = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$$

La dernière relation s'écrit :

$$f_e(\theta) = \frac{2Z}{a_H^*}\left(\exp \frac{a}{b}\right)\frac{1}{s^2 + 1/b^2} \tag{V,14}$$

Les travaux de Bohm (12) ont montré que la section efficace élastique différentielle $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ est donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = f_e^2(\theta) \tag{V,15}$$

La relation (V,8), qui donne la section efficace élastique pour la diffusion en-dehors de l'angle α, s'écrit alors :

$$\sigma_e = 2\pi \int_\alpha^\pi f_e^2(\theta) \sin\theta\, d\theta$$

A l'aide de la relation (V,13), on obtient :

$$\sin\theta\, d\theta = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} s\, ds$$

Compte tenu de la relation (V,14), σ_e devient :

$$\sigma_e = \frac{2 Z^2 \lambda^2}{\pi a_H^{*2}}\left(\exp \frac{2a}{b}\right)\int_{s_\alpha}^{s_\pi} \frac{s\, ds}{\left(s^2 + \frac{1}{b^2}\right)^2}$$

où :

$$s_\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\frac{\alpha}{2} \# \frac{2\pi\alpha}{\lambda} \quad \text{et} \quad s_\pi = \frac{4\pi}{\lambda}$$

Tous calculs effectués, on trouve :

$$\sigma_e = \frac{Z^2 b^2 \lambda^2}{\pi a_H^{*2}} \left(\exp\frac{2a}{b}\right) \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi b \alpha}{\lambda}\right)^2} - \frac{1}{1 + \frac{16\pi^2 b^2}{\lambda^2}} \right]$$

Même dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour la plus faible valeur de b et pour la grande valeur de λ, on montre que le second terme du crochet est négligeable par rapport au premier. En effet, dans les conditions précédentes, le second terme est égal à 2.10^{-4}, alors que le premier a pour valeur 0,67.

L'expression de σ_e se réduit donc à :

$$\sigma_e = \frac{Z^2 b^2 \lambda^2}{\pi a_H^{*2}} \left(\exp\frac{2a}{b}\right) \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi b \alpha}{\lambda}\right)^2} \tag{V,16}$$

2° . CALCUL DE LA SECTION EFFICACE INELASTIQUE

Morse (43) donne pour valeur de la section efficace différentielle inélastique d'un atome sphérique, libre et isolé, l'expression :

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{4\,S}{a_H^{*2}\, q^4} \tag{V,17}$$

Dans cette relation, q représente le coefficient de diffusion inélastique et se définit comme étant le module des vecteurs d'onde avant et après le choc. Dans le cas considéré, si l'électron subit inélastiquement la perte d'énergie eJ et s'il est diffusé au cours de cette interaction d'un angle faible θ, on trouve pour q^2 :

$$q^2 = \frac{\pi^2}{\lambda^2} \left(4\,\theta^2 + \frac{J^2}{V^2}\right) \tag{V,18}$$

La connaissance exacte de eJ est d'ailleurs inutile dans la mesure où J^2/V^2 peut être négligé devant $4\,\theta^2$. C'est le cas dans nos conditions expérimentales.

Effectivement, on peut :

- soit admettre avec Koppe (35) que :

$$J = \frac{J_i}{2}$$

où J_i est le potentiel d'ionisation de l'atome ; cela est surtout vrai dans le cas des corps de faible numéro atomique, comme l'aluminium pour lequel J_i = 11,3 V (32) ;

— soit admettre pour eJ les valeurs caractéristiques des pertes d'énergie ; elles prennent pour valeur, dans le cas de l'aluminium, 11,5 eV (50) et, dans le cas de l'or 24 eV (46).

Compte tenu de ces hypothèses, le rapport $\frac{J^2}{V^2}/4\ \theta^2$ devient, dans les conditions les plus défavorables (V = 300 kV et $\theta = 2.10^{-2}$ rad) :

$$\left[\frac{J^2}{V^2} / 4\ \alpha^2\right]_{max} = 6{,}25.10^{-6}$$

En conclusion, dans le cas de nos expériences, on peut négliger J^2/V^2 devant $4\ \theta^2$. Cependant, avant de simplifier la relation (V,18), il est intéressant d'examiner le cas des pertes caractéristiques pouvant avoir lieu par répétition. En effet, certains auteurs (42) ont montré que les pertes caractéristiques multiples peuvent avoir lieu dans le cas d'angles de diffusion de l'ordre de 10^{-2} rad. Compte tenu de la faible valeur du rapport de $\frac{J^2}{V^2}/4\ \alpha^2$, il est encore permis de négliger ce type de pertes.

Enfin, si l'on compare le résultat issu de notre modèle aux valeurs expérimentales obtenues par d'autres auteurs ayant déterminé des sections efficaces pour des angles α de l'ordre de 10^{-4} rad, on vérifie que ce rapport reste encore négligeable.

Par conséquent, nous pouvons prendre pour q la valeur :

$$q = \frac{2\ \pi}{\lambda} \cdot \theta \qquad \text{(V,19)}$$

Remarquons que, pour les faibles angles d'ouverture, on peut confondre l'expression de s et de q. Pour pouvoir différencier ce qui a trait à la diffusion élastique d'une part (coefficient s) et à la diffusion inélastique d'autre part (coefficient q), nous garderons ces deux paramètres distincts jusqu'à la fin des calculs.

Nous prendrons pour expression de la fonction de diffusion S dans (V,17) celle due aux travaux de Raman (47) et de Compton (15) :

$$S = Z - \frac{f_X^2}{Z} \qquad \text{(V,20)}$$

où Z est le numéro atomique de l'élément et f_X le coefficient de diffusion des rayons X. On peut calculer f_X en utilisant la formule de Morse (43) pour la diffusion élastique :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{4}{a_H^{*2}\ s^4} \left[Z - f_X\right]^2 \qquad \text{(V,21)}$$

A partir des relations (V,14), (V,15) et (V,21), et de s = q, il vient pour la valeur du coefficient f_X :

$$f_X = Z\left[1 - \left(\exp\frac{a}{b}\right)\frac{q^2}{q^2 + \frac{1}{b^2}}\right]$$

Portons cette valeur dans la relation (V,20) ; il vient pour expression de la fonction de diffusion S :

$$\text{(V,22)} \qquad S = \frac{Z\,q^2}{q^2 + \frac{1}{b^2}}\left(\exp\frac{a}{b}\right)\left[2 - \frac{q^2}{q^2 + \frac{1}{b^2}}\exp\frac{a}{b}\right]$$

En utilisant les relations (V,9) et (V,17), et sachant que l'on a :

$$\sin\theta\, d\theta = \frac{\lambda^2}{4\,\pi^2}\, q\, dq$$

on obtient :

$$\sigma_i = \frac{2\,\lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}}\int_{q_\alpha}^{q_\pi}\frac{S}{q^3}\, dq$$

où :

$$q_\alpha = \frac{2\,\pi\,\alpha}{\lambda} \quad \text{et} \quad q_\pi = \frac{2\,\pi^2}{\lambda}$$

Portons la valeur de S donnée par (V,22) dans cette dernière intégrale :

$$\sigma_i = \frac{2\,Z\,\lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}}\left\{2\exp\frac{a}{b}\int_{q_\alpha}^{q_\pi}\frac{dq}{q\left(q^2 + \frac{1}{b^2}\right)} - \exp\frac{2a}{b}\int_{q_\alpha}^{q_\pi}\frac{q\,dq}{\left(q^2 + \frac{1}{b^2}\right)^2}\right\}$$

$$\sigma_i = \frac{2\,Z\,\lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}}\left\{b^2\left[\exp\frac{a}{b}\right]\left[\mathrm{Log}\,\frac{q^2}{q^2 + \frac{1}{b^2}}\right]_{q_\alpha}^{q_\pi} + \left[\exp\frac{2a}{b}\right]\left[\frac{1}{2\left(q^2 + \frac{1}{b^2}\right)}\right]_{q_\alpha}^{q_\pi}\right\}$$

Compte tenu du fait que $\frac{16\,\pi^2}{\lambda^2}$ est très grand devant $1/b^2$, on aboutit à l'expression finale de la section efficace inélastique en-dehors de l'angle α.

$$\text{(V,23)} \qquad \sigma_i = \frac{2\,Z\,b^2\,\lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}}\left[\exp\frac{a}{b}\right]\left[\mathrm{Log}\,\frac{1 + \left(\frac{2\,\pi\,b\,\alpha}{\lambda}\right)^2}{\left(\frac{2\,\pi\,b\,\alpha}{\lambda}\right)^2} - \left[\exp\frac{a}{b}\right]\frac{1}{2\left[1 + \left(\frac{2\,\pi\,b\,\alpha}{\lambda}\right)^2\right]}\right]$$

3° . DETERMINATION DES CONSTANTES a ET b DE L'ATOME

La section efficace totale de diffusion est obtenue à l'aide des relations (V,10), (V,16) et (V,23), en posant $u = \frac{2\,\pi\,b\,\alpha}{\lambda}$:

$$\text{(V,24)} \qquad \sigma = \sigma_e + \sigma_i = \frac{Z\,b^2\,\lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}}\left[2\left(\exp\frac{a}{b}\right)\mathrm{Log}\,\frac{1 + u^2}{u^2} + (Z - 1)\left(\exp\frac{2a}{b}\right)\frac{1}{1 + u^2}\right]$$

Nous devons déterminer les valeurs des constantes a et b, afin que la relation (V,24) traduise mieux l'ensemble des valeurs expérimentales trouvées dans le Chapitre IV (Tableau 4,I). Les deux paramètres a et b introduits dans l'expression du po-

tentiel atomique, auront un sens physique s'ils sont indépendants de la tension accélératrice des électrons incidents et de l'angle de diffusion α.

Fixons, d'une part, dans l'expression (V,24), la nature de l'élément diffusant, l'angle α de diffusion et la tension accélératrice (ou la longueur d'onde) et donnons, d'autre part, à σ la valeur de la section efficace expérimentale correspondante : il existe alors une relation entre le couple (a,b) et les paramètres dépendant des constantes ci-dessus.

Donnons par exemple une valeur quelconque au paramètre b et recherchons les valeurs de a susceptibles de satisfaire à l'équation (V,24).

Posons :

$$A_1 = \frac{Z\, b^2\, \lambda^2}{\pi\, a_H^{*2}} \quad ; \quad A_2 = 2 \operatorname{Log} \frac{1 + u^2}{u^2}$$

$$A_3 = \frac{Z - 1}{1 + u^2} \quad ; \quad X = \exp \frac{a}{b}$$

On trouve :

$$a = b \operatorname{Log} X \tag{V,25}$$

La relation (V,24) devient alors une équation du second degré en X où le terme indépendant de X est le seul à être négatif :

$$A_3\, X^2 + A_2\, X - \frac{\sigma_{exp}}{A_1} = 0$$

Cette équation admet toujours deux racines réelles, dont une seule est positive ; d'après la relation (V,25), il n'existe qu'une seule valeur du paramètre a.

Nous venons de montrer qu'à une valeur expérimentale de la section efficace correspond une infinité de couples (a,b) ; mais, à une valeur donnée de b, on ne peut associer qu'une seule valeur de a.

Nous pouvons à présent rechercher le couple (a,b) qui, pour un élément donné, est solution de l'ensemble de toutes nos valeurs expérimentales. Ce couple doit être indépendant de l'angle de diffusion α et de la tension d'accélération V.

Nous avons utilisé deux méthodes de calcul permettant de prouver l'unicité du couple (a,b). L'une d'entre elles est longue, fastidieuse, et conduit sensiblement aux mêmes résultats que celle que nous allons exposer : la méthode des moindres carrés. Les incertitudes relatives $\left[\frac{\sigma - \sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}\right]^2$ sont minimisées sur l'ensemble de tous nos résultats expérimentaux.

Fixons-nous au départ des valeurs arbitraires (a_0, b_0) des paramètres de l'atome et développons en série de Taylor la relation (V,24) en nous limitant au pre

mier ordre :

$$\sigma = (\sigma)_{a_0,b_0} + (a - a_0)\left(\frac{d\sigma}{da}\right)_{a_0,b_0} + (b - b_0)\left(\frac{d\sigma}{db}\right)_{a_0,b_0}$$

A partir de cette dernière relation, nous tombons dans le procédé classique d'utilisation de la méthode des moindres carrés ; après quelques itérations, nous obtenons la valeur recherchée du couple (a,b).

Nous avons aussi vérifié que cette dernière valeur est indépendante du choix du couple (a_0,b_0) de départ.

Dans le tableau (5,I), nous donnons les valeurs des paramètres a et b ainsi que celles de exp $\frac{a}{b}$ pour l'aluminium, le cuivre, l'argent et l'or.

L'examen de ce tableau permet de faire quelques remarques :

- la valeur de b du rayon moyen de l'atome trouvée est de l'ordre de grandeur de celle calculable à partir de la formule classique $R = a_H Z^{-1/3}$; nous trouvons toutefois des différences significatives ;

- la relation exp $\frac{a}{b} \geqslant 1$ est bien vérifiée ; on constate que exp $\frac{a}{b}$ décroît lorsque Z augmente. On peut expliquer qualitativement ce phénomène en remarquant que l'effet d'écran est d'autant plus sensible (b faible) que le numéro atomique de l'élément est élevé. De ce fait, dans le cas des éléments lourds, l'influence des atomes voisins sur le potentiel d'un point M de l'échantillon est moins sensible et celui-ci a tendance à n'être soumis qu'au potentiel de l'atome diffuseur. Pour justifier cette hypothèse, signalons que la valeur de b, dans le cas de l'or (11,52), est sensiblement égale à la valeur du rayon "classique" $R = a_H Z^{-1/3} = 12,3$, alors que, pour l'aluminium b = 14,61 et R = 22,5 (unité : 10^{-10} cm).

TABLEAU 5,I

Paramètres de l'atome

Eléments Z	Aluminium 13	Cuivre 29	Argent 47	Or 79
10^{10} a (cm)	4,81	2,93	2,15	0,577
10^{10} b (cm)	14,61	12,69	10,91	11,52
Exp $\frac{a}{b}$	1,39	1,26	1,22	1,05

TABLEAU 5,II

Valeurs des sections efficaces de diffusion en-dehors de α

- Aluminium -

σ_e élastique : (1) ; σ_i inélastique : (2) ; σ totale : (3) ; σ_{exp} expérimentale : (4)

(unités en 10^{-20} cm^2)

V(kV) \ α(rad)		0,02	0,03	0,045	0,056
300	(1)	41,31	26,12	14,29	9,87
	(2)	3,36	1,52	0,65	0,41
	(3)	44,67	27,64	14,94	10,28
	(4)	53,95	27,07	14,36	9,05
500	(1)	23,45	13,16	6,62	4,44
	(2)	1,45	0,62	0,27	0,17
	(3)	24,90	13,78	6,89	4,61
	(4)	25,30	12,69	6,73	4,24
750	(1)	14,28	7,40	3,55	2,34
	(2)	0,73	0,31	0,13	0,08
	(3)	15,01	7,71	3,68	2,43
	(4)	14,55	7,30	3,87	2,44
1000	(1)	9,69	4,80	2,24	1,47
	(2)	0,44	0,19	0,08	0,05
	(3)	10,13	4,99	2,33	1,52
	(4)	9,77	4,90	2,60	1,64
1200	(1)	7,49	3,62	1,67	1,09
	(2)	0,32	0,14	0,06	0,04
	(3)	7,81	3,76	1,73	1,13
	(4)	7,33	3,88	2,06	1,30

TABLEAU 5,V

Valeurs des sections efficaces de diffusion en-dehors de α

- Or -

σ_e élastique : (1) ; σ_i inélastique : (2) ; σ totale : (3) ; σ_{exp} expérimentale : (4)

(unités en 10^{-20} cm^2)

V(kV) \ α(rad)		0,02	0,03	0,045	0,056
300	(1)	658,61	457,72	271,44	193,62
	(2)	17,24	8,86	4,17	2,72
	(3)	675,85	466,58	275,61	196,34
	(4)	887,34	470,91	238,15	184,86
500	(1)	403,57	246,59	131,50	90,01
	(2)	8,25	3,94	1,78	1,16
	(3)	411,82	250,53	133,28	91,17
	(4)	435,65	231,19	116,92	90,75
750	(1)	261,18	144,68	72,21	48,31
	(2)	4,47	2,05	0,92	0,59
	(3)	265,65	146,73	73,13	48,90
	(4)	258,60	138,00	69,78	54,17
1000	(1)	184,13	96,04	46,25	30,59
	(2)	2,82	1,27	0,57	0,37
	(3)	186,95	97,31	46,82	30,96
	(4)	179,18	95,09	48,09	37,83
1200	(1)	145,27	73,36	34,71	22,83
	(2)	2,10	0,94	0,42	0,27
	(3)	147,37	74,30	35,13	23,10
	(4)	144,12	76,48	38,68	30,00

III . Comparaison avec les Résultats Expérimentaux

1° . AVEC NOS RESULTATS

Nous sommes maintenant en mesure de comparer les valeurs expérimentales des sections efficaces à celles données par la relation (V,24), compte tenu des valeurs des paramètres a et b mentionnées dans le tableau (5,I).

On trouve dans les tableaux (5,II), (5,III), (5,IV) et (5,V) l'ensemble des résultats relatifs à l'aluminium, le cuivre, l'argent et l'or.

Les différentes lignes correspondent successivement aux valeurs de la section efficace élastique déduite de la relation (V,16), de la section efficace inélastique déduite de la relation (V,23), de la section efficace totale déduite de la relation (V,10) ou (V,24) et, enfin, de la section efficace totale de diffusion entre α et π (Chapitre IV, Tableau 4,I).

La comparaison des résultats des lignes (3) et (4) montre que l'incertitude relative sur σ est en général bien inférieure à 15 %. Le modèle de potentiel $\Phi(r)$ utilisé traduit donc l'ensemble de nos résultats, compte tenu de l'indétermination des valeurs expérimentales des sections efficaces.

Remarquons que, dans le cas de nos expériences $\alpha \geqslant 10^{-2}$ rad, la section efficace inélastique σ_i est négligeable devant la section efficace élastique. Nous aurions pu assimiler l'expression (V,16) de la section efficace élastique à celle de la section efficace totale sans gros risques d'erreur.

Les valeurs des angles de diffusion étudiés ici sont à la limite de celles utilisées en pratique en microscopie électronique ($\alpha \# 10^{-3}$ rad).

Montrons que le potentiel $\Phi(r)$ employé ici est en accord avec les résultats expérimentaux en microscopie électronique.

Confrontons notre théorie aux résultats obtenus par Reimer et Sommer pour des angles de diffusion α compris entre $1,5.10^{-3}$ et $2,27.10^{-2}$ rad.

2° . COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE REIMER ET SOMMER

On trouve, dans la thèse de Sommer (48) et (52), les valeurs des sections efficaces expérimentales pour du carbone et du germanium, éléments que nous n'avons pas examinés.

Pour des tensions d'accélération de 300, 750 et 1200 kV et pour des angles de diffusion respectivement égaux à 1,5, 3,6, $7,2.10^{-3}$ et 1,5, $2,27.10^{-2}$ rad, nous pouvons déterminer les valeurs des paramètres a et b concernant ces deux éléments.

Nous trouvons les valeurs indiquées dans le tableau (5,VI).

TABLEAU 5,VI

Paramètres de l'atome de carbone et de germanium

Eléments Z	Carbone 6	Germanium 32
$a \cdot 10^{10}$ cm	4,02	1,05
$b \cdot 10^{10}$ cm	17,8	14,52
Exp $\frac{a}{b}$	1,25	1,08

Par ailleurs, pour ces deux éléments, l'inégalité exp $\frac{a}{b} \geqslant 1$ est également vérifiée.

Dans les tableaux (5,VII) et (5,VIII), nous avons porté les valeurs théoriques des sections efficaces élastiques sur la ligne (1), des sections efficaces inélastiques sur la ligne (2), des sections efficaces totales sur la ligne (3) et celles correspondant aux valeurs expérimentales trouvées par Sommer sur la ligne (4).

Il existe un très bon accord entre les résultats portés sur les lignes (3) et ceux portés sur les lignes (4). L'incertidude relative $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ n'excède pas le pourcentage de 15 %.

Nous constatons que, pour les faibles angles de diffusion, la section efficace inélastique est loin d'être négligeable puisqu'elle est souvent comparable à celle de l'élastique. On peut se demander quelle est la différence produite sur la valeur des sections efficaces par l'introduction de notre potentiel au lieu de celui de Wentzel.

Il suffit, dans les relations donnant les différentes sections efficaces, d'annuler le paramètre a et de faire $b = R = a_H Z^{-1/3}$ pour obtenir les sections efficaces relatives au potentiel de Wentzel. Notre potentiel s'en distingue par la multiplication d'un facteur exp $\frac{a}{b}$. On pouvait donc supposer que, indépendamment de l'influence de b sur R, nos sections efficaces allaient être multipliées par un facteur proportionnel à exp $\frac{a}{b}$. Or, s'il en est ainsi pour la section efficace élastique (V,16), il n'en est pas de même pour la section efficace inélastique (V,23) et, par conséquent, pour la section efficace totale (V,24). Notre potentiel ne se borne donc pas à introduire seulement une homotétie. C'est pourquoi il rend mieux compte des résultats expérimentaux dans tout le domaine de la microscopie électronique.

REMARQUES

Sommer (52) a aussi travaillé à faibles tensions (aux alentours de 50 kV) ; il a trouvé des valeurs de sections efficaces en harmonie avec celles trouvées à par-

TABLEAU 5,VII

Valeurs des sections efficaces de diffusion en dehors de α

- Carbone -

σ_e élastique : (1) ; σ_i inélastique : (2) ; σ total : (3) ; σ_{exp} expérimental : (4)

(unités en 10^{-20} cm^2)

α(rad) \ V(kV)		300	750	1200
0,0015	(1)	19,72	14,02	12,56
	(2)	22,77	11,95	8,65
	(3)	42,49	25,97	21,21
	(4)	43,25	27,20	21,80
0,0036	(1)	19,07	12,60	10,28
	(2)	13,81	5,91	3,60
	(3)	32,88	18,51	13,88
	(4)	32,53	-	13,09
0,0072	(1)	17,02	9,21	6,20
	(2)	7,42	2,37	1,19
	(3)	24,44	11,58	7,39
	(4)	23,11	13,75	6,76
0,0151	(1)	11,44	4,15	2,22
	(2)	2,62	0,61	0,27
	(3)	14,06	4,76	2,49
	(4)	14,04	5,51	-
0,0227	(1)	7,46	2,19	1,08
	(2)	1,24	0,26	0,12
	(3)	8,70	2,45	1,20
	(4)	8,26	-	-

TABLEAU V,VIII

Valeurs des sections efficaces de diffusion en dehors de α

- Germanium -

σ_e élastique : (1) ; σ_i inélastique : (2) ; σ total : (3) ; σ_{exp} expérimental : (4)

(unités en 10^{-20} cm^2)

α(rad) \ V(kV)		300	750	1200
0,0015	(1)	275,26	196,82	177,57
	(2)	77,22	41,99	31,33
	(3)	352,48	238,81	208,90
	(4)	382,66	267,86	225,70
0,0036	(1)	269,09	182,96	154,46
	(2)	49,62	22,92	14,88
	(3)	318,71	205,88	169,34
	(4)	349,40	-	160,10
0,0072	(1)	248,87	145,71	104,90
	(2)	29,21	10,60	5,77
	(3)	278,08	156,31	110,67
	(4)	277,10	150,50	96,30
0,0151	(1)	185,63	75,78	43,75
	(2)	12,08	3,17	1,49
	(3)	197,71	78,95	44,24
	(4)	176,00	78,80	47,40
0,0227	(1)	131,25	42,51	21,74
	(2)	6,24	1,45	0,67
	(3)	137,49	43,96	22,41
	(4)	126,50	-	30,20

tir de notre théorie , bien que les paramètres a et b aient été déterminés à forte énergie. Comme nous nous sommes limités à des énergies comprises entre 300 et 1200 keV, nous ne donnons pas le résultat de ces calculs.

Martinez (40) obtient, pour de fortes énergies (de 1,2 MeV à 3 MeV), des résultats relatifs à l'aluminium qui concordent avec notre théorie.

En conclusion, l'introduction du potentiel $\Phi(r)$ (V,1) dans la théorie proposée par Lenz, fondée sur la similitude existant entre la diffusion des rayons X et celle des électrons, semble rendre bien compte des valeurs des sections efficaces électroniques.

B - LA THEORIE DE LA PARATRANSMISSION

I . DÉFINITION

La détermination théorique des sections efficaces permet le calcul de l'intensité transmise, dans la direction incidente, à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet α à l'aide de la théorie de la diffusion simple :

$$T_\alpha = \exp - N \sigma x = \exp - \frac{x}{\lambda_t} \qquad \text{(V,26)}$$

avec $\lambda_t = \frac{1}{N\sigma}$, où λ_t représente le libre parcours moyen total pour qu'un électron soit diffusé entre α et π.

Or, nous avons vu, que, même dans le cas d'objets minces ($x < \frac{1}{N\sigma}$), la valeur de l'intensité transmise prévue par cette théorie est inférieure à celle donnée par l'expérience. On peut expliquer cette anomalie : la théorie stipule qu'un électron ayant été diffusé une seule fois en-dehors de l'angle α ne peut plus être transmis.

Cette condition semble trop sévère : il existe une probabilité non nulle, pour qu'un électron ayant subi un premier choc, l'ayant dévié en-dehors de l'angle α, subisse, au cours de son cheminement dans la matière, un certain nombre de chocs susceptibles de le renvoyer dans la direction des électrons transmis. Nous appelons ce genre d'électrons "paratransmis" (6) et (38).

La paratransmission reflète donc la possibilité qu'un électron subisse "plusieurs chocs" ; elle se présente comme la probabilité que peut avoir un électron incident diffusé en-dehors de l'angle α, d'être transmis dans l'ouverture définie par cet angle.

Nous allons voir à présent les hypothèses tenant compte de cette possibilité. Nous allons aboutir à une loi $T_\alpha(x)$ en meilleure concordance avec l'expérience que celle de la diffusion simple.

II . Théorie

1° . EXPOSE

Considérons un échantillon d'épaisseur x, bombardé par un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques de section s, d'intensité I_0 ; supposons-le formé de p couches élémentaires d'épaisssur y, tel que x = py . Compte tenu de la possibilité de paratransmission, nous admettons qu'un électron (a), diffusé en-dehors de α par une couche élémentaire de rang n_1 peut être renvoyé, au niveau de la couche de rang $n (n > n_1)$, dans la direction de transmission (figure V-1).

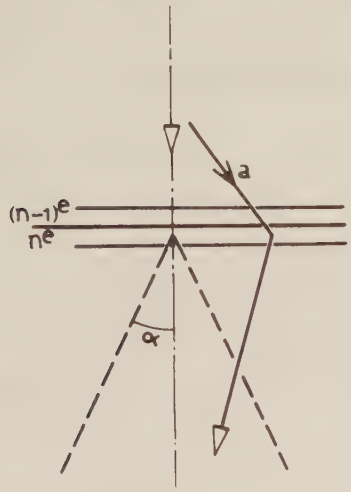


Figure V-1

Il en résulte qu'une fraction k de l'intensité diffusée par la $(n - 1)^{ème}$ couche est transmise par la $n^{ème}$ couche. La fraction k est proportionnelle au nombre de centres diffusants contenus dans la couche élémentaire. Si nous admettons que la section s du faisceau incident varie très peu au cours de la traversée, nous avons, en première approximation, le nombre de centres diffusants égal à N dx. D'où l'expression de k :

$$k = N \Delta dx \qquad (V,27)$$

où N est le nombre d'atomes par centimètre cube.

Le coefficient de proportionnalité Δ est lié à la probabilité de "rediffusion" à l'intérieur du cône d'angle au sommet α. Pour mieux se rendre compte de la signification physique de Δ, nous pouvons rapprocher la relation (V,27) de celle que l'on obtient lorsqu'on cherche le nombre d'électrons diffusés par une couche élémentaire d'épaisseur dx entre les angles 0 et α :

$$\frac{dI}{I_0} = N \sigma_0^{\alpha} dx$$

La comparaison de ces deux dernières relations montre que Δ est homogène et équivalent à une section efficace : nous désignerons donc Δ sous le nom de "section efficace de paratransmission" (6).

La section efficace de paratransmission Δ, tout comme σ, doit dépendre de l'angle de diffusion α.

Nous supposerons que Δ reste constant au niveau des différentes couches et nous examinerons l'incidence de cette hypothèse simplificatrice sur le résultat final.

Calculons les intensités transmises et diffusées au niveau des différentes couches :

- Première couche :

désignons par σ la section efficace de diffusion entre α et π, on a :

$$I_{T_1(\alpha)} = I_0 (1 - N \sigma y)$$

$$I_{D_1(\alpha)} = I_0 - I_{T_1(\alpha)} = I_0 N \sigma y$$

- Deuxième couche :

$$I_{T_2(\alpha)} = I_{T_1(\alpha)} (1 - N \sigma y) + k I_{D_1(\alpha)}$$

Posons :

(V,28) $$u = N \sigma y$$

D'après les relations (V,27) et (V,28), on a :

(V,29) $$k = u a \quad \text{avec :} \quad a = \frac{\Delta}{\sigma}$$

d'où :

$$T_{2(\alpha)} = \frac{I_{T_2(\alpha)}}{I_0} = 1 - 2 u + u^2 (1 + a)$$

L'intensité diffusée est :

$$T_{D_2(\alpha)} = 1 - T_{2(\alpha)} = 2 u - u^2 (1 + a)$$

- Troisième couche :

$$T_{3(\alpha)} = T_{2(\alpha)} (1 - u) + u a T_{D_2(\alpha)}$$

$$T_{3(\alpha)} = 1 - 3 u + 3 u^2 (1 + a) - u^3 (1 + a)^2$$

$$T_{D_3(\alpha)} = 1 - T_{3(\alpha)} = 3 u - 3 u^2 (1 + a) + u^3 (1 + a)^2$$

- Quatrième couche :

$$T_{4(\alpha)} = T_{3(\alpha)} (1 - u) + u a T_{D_3(\alpha)}$$

$$T_{4(\alpha)} = 1 - 4\,u + 6(1 + a)\,u^2 - 4(1 + a)^2\,u^3 + (1 + a)^3\,u^4$$

Soit en posant :

(V,30) $$Y = (1 + a)\,u$$

$$T_{4(\alpha)} = 1 - \frac{1}{1 + a}\left[1 - (1 - Y)^4\right]$$

$$T_{D_{4(\alpha)}} = \frac{1}{1 + a}\left[1 - (1 - Y)^4\right]$$

D'après les deux dernières relations, on peut admettre pour la $(n-1)^{\text{ème}}$ couche :

$$T_{n-1(\alpha)} = 1 - \frac{1}{1 + a}\left[1 - (1 - Y)^{n-1}\right]$$

$$T_{D_{n-1(\alpha)}} = \frac{1}{1 + a}\left[1 - (1 - Y)^{n-1}\right]$$

Démontrons-le pour le degré n :

$$T_{n(\alpha)} = (1 - u)\,T_{n-1(\alpha)} + u\,a\,T_{D_{n-1(\alpha)}}$$

On obtient :

$$T_{n(\alpha)} = 1 - \frac{1}{1 + a}\left\{1 - (1 - Y)^{n-1}\left[1 - u(1 + a)\right]\right\}$$

Soit :

$$T_{n(\alpha)} = 1 - \frac{1}{1 + a}\left[1 - (1 - Y)^n\right]$$

En tenant compte des relations (V,27), (V,28), (V,29) et (V,30), l'expression de l'intensité transmise par la $p^{\text{ème}}$ couche, c'est-à-dire à la sortie de l'échantillon, est :

$$T_{(\alpha)} = 1 - \frac{\sigma}{\sigma + \Delta}\left\{1 - \left[1 - N(\sigma + \Delta)\,y\right]^p\right\}$$

Comme $x = p\,y$:

$$T_{\alpha}(x) = 1 - \frac{\sigma}{\sigma + \Delta}\left\{1 - \left[1 - N(\sigma + \Delta)\,\frac{x}{p}\right]^p\right\}$$

Quand l'épaisseur de la couche élémentaire tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque p tend vers l'infini, on a :

$$T_\alpha(x) = 1 - \frac{\sigma}{\sigma + \Delta}\left[1 - \exp - N(\sigma + \Delta)\, x\right] \qquad (V,31)$$

L'expression des courbes normales ou réduites s'obtient en remarquant que $x = X\, x_H$

$$T_\alpha(X) = 1 - \frac{\sigma}{\sigma + \Delta}\left[1 - \exp - N(\sigma + \Delta)\, X\, x_H\right] \qquad (V,32)$$

REMARQUES

1 - Si l'on ne tient pas compte de la paratransmission ($\Delta = 0$), on retrouve bien la loi de la diffusion simple.

2 - Lorsque l'épaisseur de matière x est "faible", un développement en série limité au premier ordre montre que la loi de la diffusion simple et le modèle de la paratransmission aboutissent au même résultat : $1 - N\,\sigma\, x$. La pente à l'origine de $\left(1 - T_\alpha(x)\right)$ est bien proportionnelle à la section efficace.

3 - La relation (V,32) est celle qui nous a fourni le modèle mathématique utilisé dans le Chapitre IV lors de la détermination des pentes à l'origine des courbes de transmission. En effet, on a bien :

$$Y(X) = 1 - T_\alpha(X) = A(1 - \exp - BX)$$

En posant :

$$A = \frac{\sigma}{\sigma + \Delta}$$

$$B = N(\sigma + \Delta)\, x_H$$

Pour utiliser les relations (V,31) et (V,32), il faut déterminer la section efficace de paratransmission.

2° . DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE DE PARATRANSMISSION

Un raisonnement simple va nous permettre d'obtenir la section efficace de paratransmission (6).

Considérons un faisceau d'électrons diffusés par les premières couches, dans une direction faisant l'angle θ avec la direction incidente: $\theta > \alpha$ (figure V-2).

Proposons-nous de déterminer la fraction $k(\theta,\alpha)$ du nombre de ces électrons qui, à partir de la direction θ, va être "rediffusée" dans le cercle de centre O, c'est-à-dire dans l'angle solide $\pi\alpha^2$. La fraction de ces électrons se trouve parmi celle qui, à partir de θ a été "rediffusée" dans la couronne de centre O' et d'angle solide Ω compris entre $(\theta + \alpha)$ et $(\theta - \alpha)$.

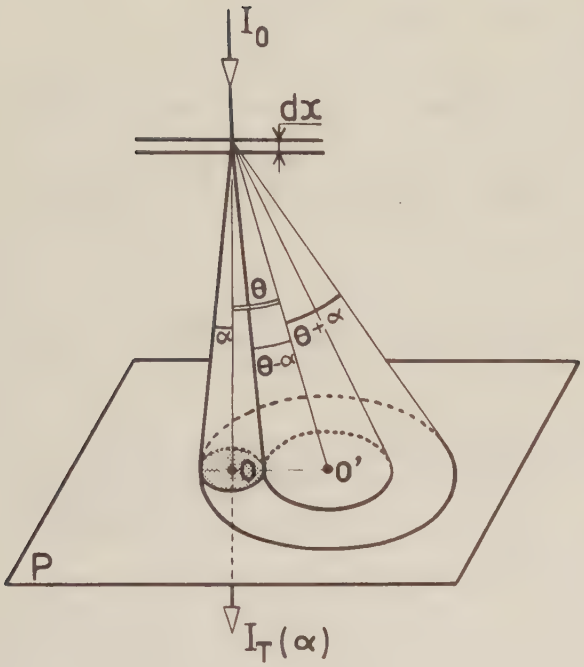


Figure V-2

Dans le cas où θ et α sont petits, on a :

$$\Omega = \pi\left[(\theta + \alpha)^2 - (\theta - \alpha)^2\right] = 4\,\pi\theta\alpha$$

Si l'on considère que, dans la matière amorphe, aucune direction n'est privilégiée, les définitions admises pour les sections efficaces à partir de la direction incidente sont valables dans le cas de la direction θ.

Il s'ensuit que la fraction des électrons diffusés à partir de θ dans la couronne d'angle solide Ω est par conséquent :

$$N\left[\sigma_{(\theta-\alpha)} - \sigma_{(\theta+\alpha)}\right] y$$

d'où :

$$k(\theta,\alpha) = \frac{\pi\,\alpha^2}{\Omega}\,N\,y\left[\sigma_{(\theta-\alpha)} - \sigma_{(\theta+\alpha)}\right]$$

Si l'on suppose à présent que tous les électrons diffusés en-dehors de α se propagent dans la direction correspondant à l'angle moyen de diffusion <θ>, on peut identifier cette dernière relation avec (V,27). Il s'ensuit que :

$$\text{(V,33)} \qquad \Delta = \frac{\alpha}{4\,\langle\theta\rangle}\left[\sigma_{(\langle\theta\rangle-\alpha)} - \sigma_{(\langle\theta\rangle+\alpha)}\right]$$

Nous avons supposé dans le calcul de l'intensité transmise que Δ reste constant au niveau des différentes couches. Par suite, on peut obtenir son expression dès la première couche élémentaire où la distribution angulaire des électrons, qui est due à la diffusion simple, est proportionnelle par définition à la section efficace différentielle.

La valeur <θ> de l'angle de diffusion est donné dans ces conditions par :

$$\text{(V,34)} \qquad \langle\theta\rangle = \frac{\int_\alpha^{\pi/2} \theta \cdot \frac{d\sigma}{d\theta} \cdot d\theta}{\int_\alpha^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\theta} \cdot d\theta}$$

Nous sommes en mesure de calculer l'intensité transmise dans les conditions de la microscopie électronique à l'aide des relations (V,24), (V,31), (V,33) et (V,34) qui ont un caractère général par rapport à la variable θ.

Auparavant, examinons ce que devient la relation (V,34) dans le cadre de nos expériences où $\alpha > 2.10^{-2}$ rad. La section efficace inélastique est négligeable par rapport à la section efficace élastique ; nous pouvons admettre alors que l'expression de la section efficace totale σ_θ se réduit à celle de la section efficace élastique $\sigma_{e(\theta)}$. Par suite :

$$\sigma_\theta \# \sigma_{e(\theta)} = \frac{Z^2 \lambda^2}{\pi a_H^{*2}} \left[\exp \frac{2a}{b}\right] \frac{1}{1 + \left[\frac{2 \pi b \theta}{\lambda}\right]^2}$$

Posons :

$$C = \frac{1}{\pi} \left[\frac{Z \lambda}{a_H^*}\right]^2 \quad \text{et} \quad D = \frac{2 \pi b}{\lambda}$$

Il s'ensuit :

$$\sigma_\theta = \frac{C}{1 + (D \theta)^2}$$

En insérant cette expression de σ_θ dans la relation (V,34), on trouve, après intégration par parties :

$$\text{(V,35)} \quad \langle\theta\rangle = \frac{\dfrac{\pi}{2\left\{1 + \left[\frac{D \pi}{2}\right]^2\right\}} - \dfrac{\alpha}{1 + (D\alpha)^2} + \dfrac{1}{D}\left[\text{Arctg } D\alpha - \text{Arctg } D \dfrac{\pi}{2}\right]}{\dfrac{1}{1 + \left[\frac{D \pi}{2}\right]^2} - \dfrac{1}{1 + (D\alpha)^2}}$$

En se plaçant dans les conditions les plus défavorables, on montre que le dénominateur peut se réduire à : $\frac{-1}{1 + (D\alpha)^2}$ et que dans le numérateur $\frac{\pi}{2\left[1 + \left[\frac{D\pi}{2}\right]^2\right]}$ est négligeable par rapport aux autres termes.

Sachant que $\text{Arctg } \frac{D\pi}{2} \# \frac{\pi}{2}$, il en résulte :

$$\text{(V,36)} \quad \langle\theta\rangle = \alpha + \left[\frac{\pi}{2} - \text{Arctg } D \alpha\right] \frac{1 + D^2 \alpha^2}{D}$$

La relation (V,36) nous permet de calculer l'angle moyen de diffusion entre α et $\pi/2$.

<u>REMARQUE</u>

Si l'on effectue le calcul de l'angle $\langle\theta\rangle$ sur l'ensemble de tous les corps, pour tous les angles et pour toutes les tensions d'accélération, la valeur moyenne trouvée pour $\langle\theta\rangle$ est :

$$\text{(V,37)} \quad \langle\theta\rangle = 2{,}18\ \alpha$$

L'incertitude relative sur $\langle\theta\rangle$ n'excède pas, dans ces conditions 10 %.

III . Comparaison avec nos Résultats

En tenant compte des relations (V,37) et (V,33), où θ est assimilé à l'angle moyen, nous pouvons effectuer le calcul de la section efficace de paratransmission Δ :

$$\Delta = \frac{1}{4 \cdot 2,18} \left[\sigma_{3,18\alpha} - \sigma_{1,18\alpha} \right]$$

Comparons la relation (V,32) aux valeurs expérimentales. Sur les figures (V-3) et (V-4), nous donnons, pour l'aluminium et l'or, un échantillonnage de nos résultats.

La courbe en trait plein représente la relation (V,32) ; les points correspondent aux résultats de nos expériences. L'intensité transmise T_α est bien donnée par la relation (V,32) jusqu'à des valeurs de T_α voisines de 0,1. Il existe ensuite pour $T_\alpha < 0,1$ un décrochage de la courbe théorique par rapport aux points expérimentaux. Nous expliquerons dans le prochain paragraphe cette anomalie et nous essaierons d'y remédier.

En conclusion, l'introduction du phénomène de paratransmission dans la détermination de l'intensité transmise à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet α, modifie la loi de la diffusion simple ; on peut ainsi calculer cette intensité transmise pour des valeurs de T_α comprises entre 1 et 0,1.

C - COURBE UNIVERSELLE DE TRANSMISSION

I . Critique de la Théorie de la Paratransmission

Bien que la théorie et l'expérience soient en accord dans un large domaine par suite de l'introduction du phénomène de paratransmission, cette théorie présente un inconvénient. On voit, d'après les relations (V,31) et (V,32), que l'intensité transmise tend vers une limite non nulle, égale à $\frac{\Delta}{\sigma+\Delta}$, lorsque l'épaisseur x devient infiniment grande. Ce phénomène de saturation n'a aucune signification du point de vue physique ; d'autre part, toutes nos expériences montrent une décroissance de T_α lorsque l'épaisseur x augmente. Il semble donc que, dans l'élaboration de cette théorie, nous n'ayons pas tenu compte de certains phénomènes, ou bien que les hypothèses choisies soient trop simples.

1° . LES PHENOMENES NEGLIGES

a) Les Pertes d'Energie

Nous avons admis implicitement que la valeur des section efficaces de diffusion et de paratransmission était la même dans les différentes couches et qu'elle correspondait à celle calculée à partir de l'énergie incidente. Ceci n'est pas correct pour des échantillons de forte épaisseur. Par conséquent, dans l'exposé d'une théorie

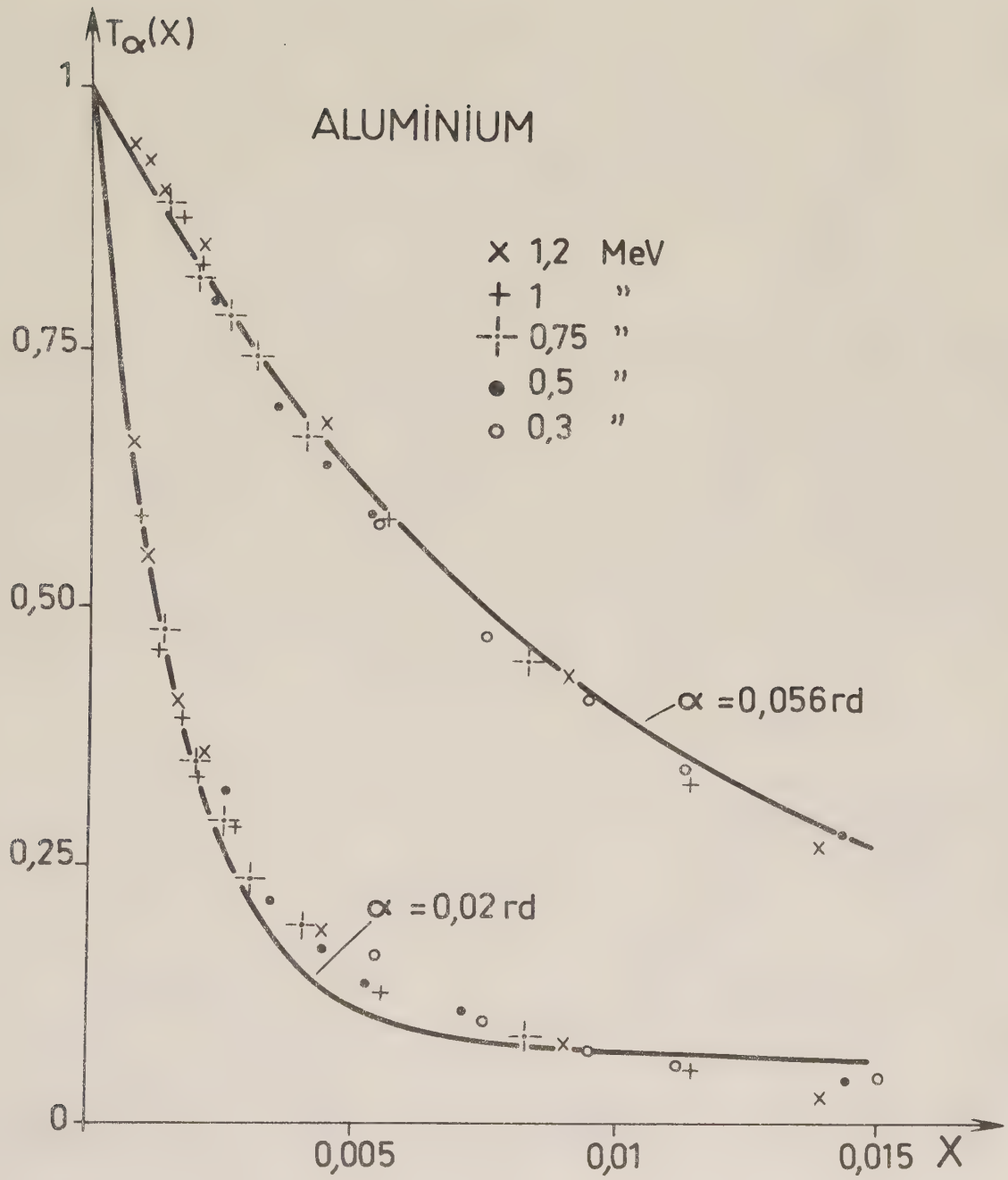

$T_\alpha(X)$
1
0,75
0,50
0,25
0
ALUMINIUM
× 1,2 MeV
+ 1 "
0,75 "
● 0,5 "
○ 0,3 "
α = 0,056 rd
α = 0,02 rd
0,005
0,01
0,015
X

Figure V-3

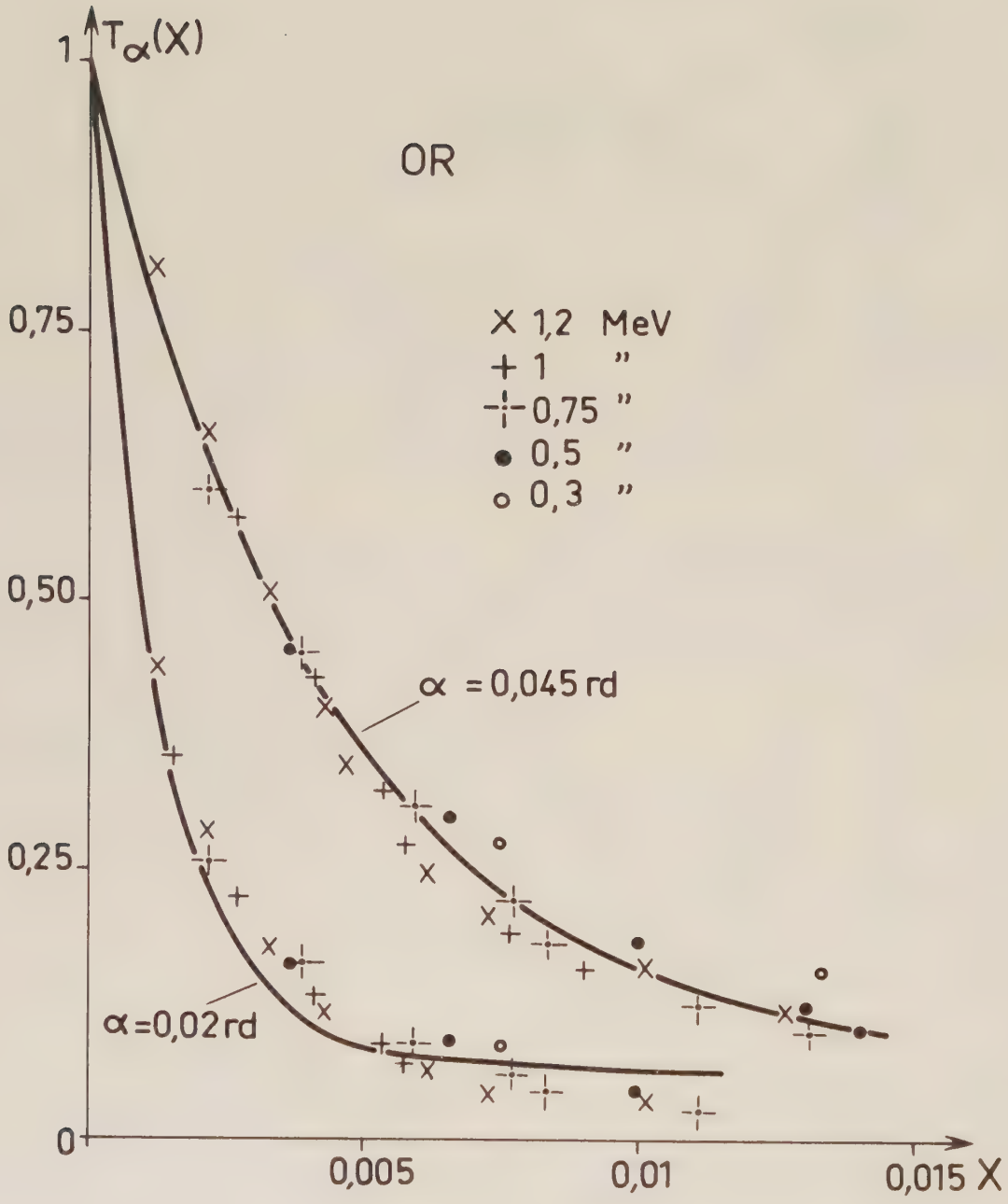

$T_\alpha(X)$
1
0,75
0,50
0,25
0
OR
× 1,2 MeV
+ 1 "
0,75 "
● 0,5 "
○ 0,3 "
α = 0,045 rd
α = 0,02 rd
0,005
0,01
0,015 X

Figure V-4

plus complète, il serait nécessaire de connaître au moins l'énergie moyenne des électrons aux différentes profondeurs x pour pouvoir corriger en conséquence les valeurs des sections efficaces.

Toutefois, ce phénomène nous paraît négligeable dans le cas de la théorie de la paratransmission. En effet, le phénomène de saturation indiqué intervient pour des valeurs des épaisseurs x relativement faibles. Compte tenu d'une part de la théorie de Bethe (9) et, d'autre part, des résultats expérimentaux (50) et (56), nous pouvons dire que la perte d'énergie moyenne est encore trop faible pour qu'elle ait une incidence importante sur les valeurs des sections efficaces. L'effet sur la forme de la courbe $T_\alpha(x)$ doit donc être négligeable.

b) Les Electrons Rétrodiffusés

Nous n'avons pas tenu compte, au niveau des différentes couches de l'échantillon, de la fraction d'électrons qui disparaissent par suite de la rétrodiffusion. Nous avons vu, dans les chapitres II et III, que ce dernier phénomène est loin d'être négligeable, même pour des échantillons qui ne sont pas "massifs". Néanmoins, le phénomène de saturation indiqué intervient à partir de valeurs des épaisseurs x pour lesquelles le coefficient de rétrodiffusion est encore pratiquement négligeable.

En conclusion, il semble que ces deux phénomènes n'ont pas une importance suffisante pour intervenir de façon déterminante afin d'obtenir une décroissance de $T_\alpha(x)$ vers zéro lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente.

2° . LE CHOIX DES HYPOTHESES

La théorie de la paratransmission suppose constante la section efficace Δ au niveau des différentes couches élémentaires. Si cette hypothèse paraît légitime dans le cas des pertes d'énergie, elle est plus contestable si on fait varier la géométrie du faisceau lors de la traversée de l'échantillon. En effet, on considère que le faisceau arrivant sur une des couches élémentaires de l'échantillon est parallèle.

Cette hypothèse, valable pour des échantillons de faibles épaisseurs (cas de la diffusion simple), cesse d'être convenable quand l'épaisseur augmente. Le faisceau électronique n'est plus parallèle ; il devient de plus en plus divergent au fur et à mesure qu'il traverse la matière. En conséquence, la section efficace de paratransmission n'est invariable que jusqu'à une profondeur assez faible de matière. Pour obtenir une formule de transmission valable pour des épaisseurs plus importantes, il faudrait reprendre le calcul conduisant à la relation (V,31) à partir d'une fonction Δ décroissante par rapport à l'épaisseur x. Nous ne l'avons pas fait, car, même en supposant une variation très simple de Δ en fonction de x, les calculs qui ont permis d'aboutir à la relation (V,31) ne peuvent plus être menés analytiquement.

En conclusion, les deux principaux phénomènes, pertes d'énergie et rétrodiffusion, négligés dans la théorie, n'ont pas assez d'influence pour l'infléchir dans

bon sens ; par contre, l'hypothèse concernant l'invariance de Δ par rapport à x est, semble-t-il, responsable de la limite non nulle de $T_\alpha(x)$.

3° . REMARQUE

Il est possible, après découpage de l'échantillon en n couches, de mettre au point un calcul sur ordinateur, qui permettrait de déterminer pas à pas les valeurs de $\Delta(x)$ adaptées à l'ensemble de nos résultats. Ce calcul devrait tenir compte à la fois de notre loi de diffusion, de celle donnant l'énergie moyenne après la traversée de matière x, ainsi que du phénomène de rétrodiffusion.

Notre but essentiel a été de donner, dans la mesure du possible, des relations analytiques pouvant être directement utilisables. C'est pourquoi nous avons envisagé le problème de façon à montrer que l'on peut améliorer la théorie de la paratransmission et faire tendre $T_\alpha(x)$ vers zéro lorsque l'épaisseur x tend vers l'infini. Les paramètres, définissant la fonction $\Phi(T)$ introduite, seront déterminés à l'aide de la théorie de la paratransmission.

II . CHOIX DE LA FONCTION $\Phi(T)$

Lorsque la section efficace Δ est supposée constante, on limite la validité de la théorie de la paratransmission au domaine de la diffusion plurale (x de l'ordre de quelques $\frac{1}{N\sigma}$). Nous nous sommes efforcés de trouver une expression $T_\alpha(x)$ qui décrit le phénomène de transmission à la fois dans les trois domaines de la diffusion simple, plurale et multiple (7).

On trouvera sur la figure (V,5) le tracé en échelle arbitraire, de trois courbes représentant successivement :

- la théorie de la diffusion simple : courbe (1),

(V,38) $$T_\alpha = \exp - N \sigma x$$

- les résultats expérimentaux : courbe (2),
- la théorie de la paratransmission : courbe (3),

(V,39) $$T_\alpha = 1 - \frac{\sigma}{\sigma + \Delta} \left[1 - \exp - N(\sigma + \Delta)\, x \right]$$

La pente à l'origine de ces trois courbes est la même et est égale à $-N\sigma$.

Désignons par T la fonction représentative de la courbe (2) dont nous recherchons l'expression analytique ($0 < T \leqslant 1$).

Comme la courbe (1) est toujours située en-dessous des points expérimentaux, nous pouvons écrire :

(V,40) $$T \,.\, \Phi(T) = \exp - N \sigma x$$

où $\Phi(T)$, fonction à déterminer, doit être au plus égale à 1 dans tout l'intervalle T.

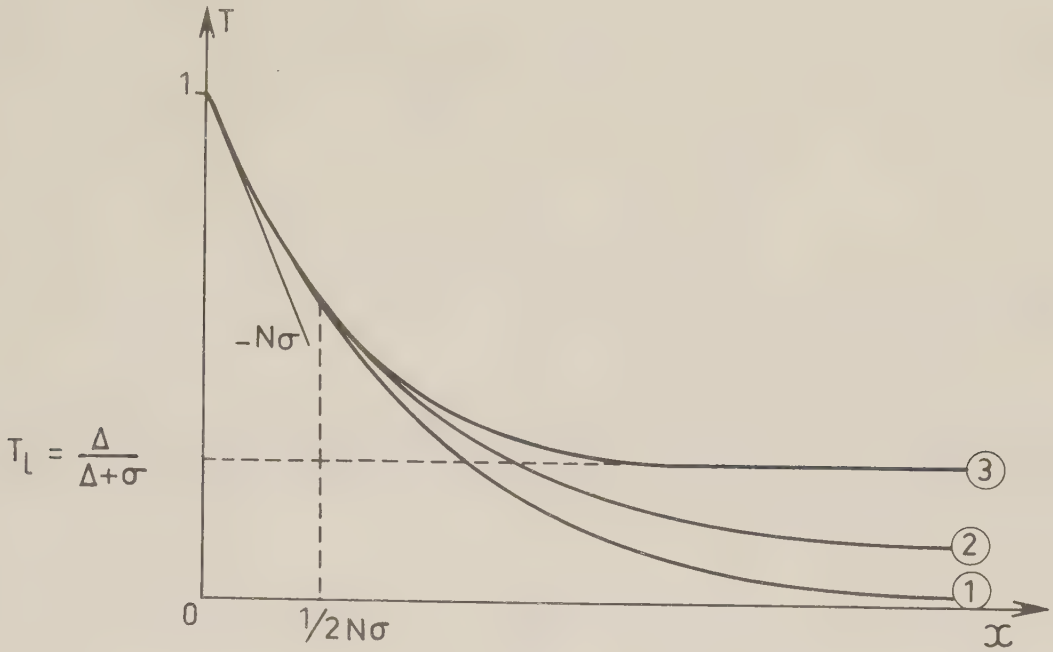


Figure V-5

1° . PROPRIETES DE LA FONCTION $\Phi(T)$

a) T étant toujours positif :

$$0 < \Phi(T) \leqslant 1$$

b) Etudions la relation (V,40) aux valeurs limites :

- quand x = 0, T = 1, on a :

$$\left[\Phi(T)\right]_{T=1} = 1$$

Ceci signifie que la théorie de la diffusion simple est en accord avec la réalité pour de très faibles épaisseurs (x inférieur au libre parcours moyen) ;

- quand x devient très grand, exp $-N\sigma x$ tend vers zéro et, comme T est nul, la relation (V,40) est satisfaite quelle que soit la fonction $\Phi(T)$

Cependant, l'expérience (courbe 2) montre que $\Phi(T)$ doit varier de façon monotone en partant de 1 pour x = 0. Lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente indéfiniment, il semble logique de considérer que $\Phi(T)$ tende vers une valeur nulle :

$$\left[\Phi(T)\right]_{T=0} = 0$$

c) Dérivons (V,40) par rapport à x :

$$\left[\Phi(T) + T\,\Phi'(T)\right] \frac{dT}{dx} = - N\,\sigma \exp - N\,\sigma\,x \qquad (V,41)$$

Examinons cette relation pour les conditions aux limites :

- quand x = 0, puisque $\Phi(T) = T = 1$ et $\left[\frac{dT}{dx}\right]_{x=0} = - N\sigma$, nous avons :

$$\left[\Phi'(T)\right]_{T=1} = 0$$

ce qui signifie que le phénomène de paratransmission prend naissance preogressivement en partant d'une valeur nulle pour x = 0 ;

- quand x devient très grand, T tend vers zéro ; comme $\Phi(T) = 0$, la relation (V,41) ne permet pas de calculer en toute rigueur $\Phi'_{(T=0)}$ puisque $\frac{dT}{dx}$ doit être nul d'après l'expérience. Puisque la courbe (2) tend asymptotiquement vers l'axe des x, nous pouvons supposer que :

$$\left[\Phi'(T)\right]_{T=0} = 0$$

Cette condition signifie que, du point de vue physique, l'on atteint une saturation de paratransmission ; ceci est dû à l'existence simultanée de deux phénomènes dont les effets contraires tendent finalement à s'équilibrer ;

- quand l'épaisseur augmente, le faisceau électronique traversant le film devient de plus en plus divergent, donc le nombre d'électrons diffusés augmente. Ceci tend à faire croître l'intensité paratransmise ;

- conjointement à ce phénomène, les angles de diffusion deviennent plus grands, ce qui tend à affaiblir la probabilité de paratransmission, donc la section efficace Δ. Ceci a pour effet de diminuer l'intensité paratransmise.

En résumé, on peut admettre comme allure de la fonction $\Phi(T)$ celle indiquée sur la figure (V-6).

2° . EXPRESSION DE LA FONCTION $\Phi(T)$

Déterminons son équation. Soit la fonction $\Psi(T)$:

$$\Psi(T) = \text{Log}\ \Phi(T)$$

Examinons les conditions aux limites de cette fonction :

- quand T tend vers zéro, on a :

$$\left[\Psi(T)\right]_{T\to 0} \to -\infty$$

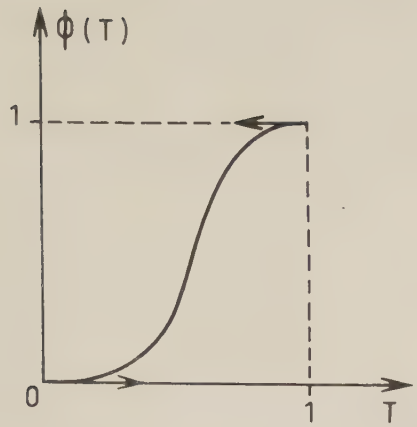


Figure V-6

- quand T = 1 :

$$\left[\Psi(T)\right]_{T=1} = 0$$

Calculons la dérivée de la fonction $\Psi(T)$ par rapport à T :

$$\Psi'(T) = \frac{\Phi'(T)}{\Phi(T)}$$

- d'une part, on a :

$$\left[\Psi'(T)\right]_{T=1} = 0$$

- d'autre part, $\Psi'_{(T=0)}$ prend une forme indéterminée $\left(\frac{0}{0}\right)$. On lève cette indétermination en supposant $\Psi(T)$ continue. En effet, comme $\Psi(T)$ tend vers $-\infty$ quand T tend vers zéro, cela conduit à poser que :

$$\left[\Psi'(T)\right]_{T=0} \rightarrow +\infty$$

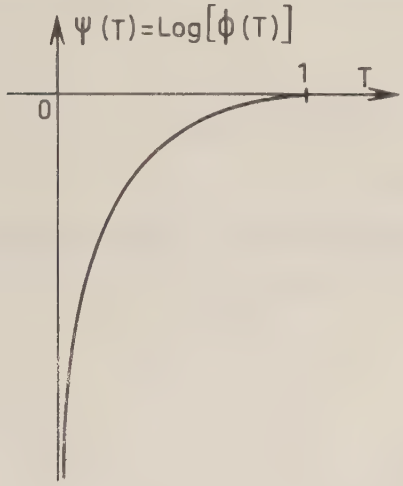


Figure IV-7

L'allule de la fonction $\Psi(T)$ est représentée sur la figure (V,7). Parmi les expressions analytiques susceptibles de représenter cette courbe, prenons la forme générale :

$$(V,42) \quad \Psi(T) = -K^2 \frac{1-T}{T^m} f(T)$$

où K^2 est une constante sans dimension, m un coefficient positif et f(T) une fonction positive, continue et dérivable dans l'intervalle $]0,1[$.

Dérivons (V,42) par rapport à T :

$$\Psi'(T) = -K^2 \frac{T(1-T)\,f'(T) - \left[T + m(1-T)\right] f(T)}{T^{m+1}}$$

Remarquons que $\Psi'_{(T=0)}$ tend bien vers $+\infty$ lorsque T tend vers zéro puisque m et f(T) sont positifs par hypothèse.

Pour T = 1, on a :

$$\left[\Psi'(T)\right]_{T=1} = +K^2 f_{(T=1)}$$

La fonction f(T) la plus simple répondant à la question est :

$$f(T) = 1 - T$$

On en déduit, d'après (V,42) :

$$\Psi(T) = - K^2 \frac{(1 - T)^2}{T^m} \tag{V,43}$$

d'où :

$$\Phi(T) = \exp - \left[K^2 \frac{(1 - T)^2}{T^m} \right] \tag{V,44}$$

La loi de transmission recherchée est donc :

$$T \,.\, \exp - \left[K^2 \frac{(1 - T)^2}{T^m} \right] = \exp - N \sigma x \tag{V,45}$$

On en donnera une autre expression (V,48).

3° . DETERMINATION DES COEFFICIENTS K^2 ET m DE LA FONCTION $\Phi(T)$

a) Cas Général

Considérons les relations (V,38) et (V,39) représentant les résultats théoriques de la diffusion simple de la paratransmission et l'expression précédente (V,45) en exprimant x en fonction de T :

$$x = \frac{1}{N\sigma} \operatorname{Log} \frac{1}{T} \tag{V,46}$$

$$x = - \frac{1}{N(\sigma + \Delta)} \operatorname{Log} \left[T + \frac{\Delta}{\sigma} (T - 1) \right] \tag{V,47}$$

$$x = \frac{1}{N\sigma} \operatorname{Log} \left[\frac{1}{T} + K^2 \frac{(1 - T)^2}{T^m} \right] \tag{V,48}$$

Au voisinage de l'origine ($x \simeq 0$ ou $T \simeq 1$), ces trois équations doivent conduire aux mêmes résultats. Par ailleurs, la relation (V,45) doit décrire la région où la théorie de la paratransmission est valable.

Posons $T = (1 - A)$ et développons les trois dernières expressions en série suivant les puissances croissantes de A.

La relation (V,46) s'écrit :

$$x = - \frac{1}{N\sigma} \operatorname{Log} (1 - A)$$

Son développement en série est :

(V,49) $$x = \frac{1}{N\sigma}\left[A + \frac{A^2}{2} + \frac{A^3}{3} + \ldots + \frac{A^n}{n}\right]$$

La relation (V,47) s'écrit :

$$x = -\frac{1}{N(\Delta + \sigma)} \operatorname{Log}\left[1 - A\left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right)\right]$$

Son développement en série est :

(V,50) $$x = \frac{1}{N(\sigma + \Delta)}\left[A\left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right) + \frac{A^2}{2}\left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right)^2 + \ldots + \frac{A^n}{n}\left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right)^n\right]$$

La relation (V,48) s'écrit :

$$x = \frac{1}{N\sigma}\left[- \operatorname{Log}(1 - A) + K^2 A^2 (1 - A)^{-m}\right]$$

Son développement en série est :

(V,51) $$x = \frac{1}{N\sigma}\left[\left\{A + \frac{A^2}{2} + \frac{A^3}{3} + \ldots + \frac{A^n}{n}\right\} + K^2 A^2 \left\{1 + mA + \frac{m(m-1)}{2} + A^2 + \ldots\right\}\right]$$

On constate que les développements en série (V,49), (V,50) et (V,51) limités au premier ordre conduisent au même résultat :

$$x = \frac{A}{N\sigma} = \frac{1 - T}{N\sigma}$$

soit :

$$T = 1 - N\sigma x$$

On retrouve bien quand A est petit (cas de la diffusion simple) l'approximation bien connue donnant le coefficient de transmission. La relation (V,45) convient par conséquent dans le domaine de validité de la diffusion simple.

Indentifions successivement les relations (V,50) et (V,51) au second et au troisième ordre :

- au second ordre :

$$\frac{1}{N(\sigma + \Delta)} \cdot \left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right)^2 = \frac{1}{N\sigma}\left(\frac{1}{2} + K^2\right)$$

il vient :

(V,52) $$K^2 = \frac{\Delta}{2\sigma}$$

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX
× Al
○ Cu
● Ag
+ Au
Tα
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
1
2
3
4
5
6
Nσx
A
B
0,1
0,05
0,01
0,005
0,002
2
5
10
50
10²Nσx

Figure IV-8

- au troisième ordre :

$$\frac{1}{3\,N(\sigma + \Delta)}\left(\frac{\sigma + \Delta}{\sigma}\right)^3 = \frac{1}{N\sigma}\left(\frac{1}{3} + m\,K^2\right)$$

En se souvenant que $K^2 = \frac{\Delta}{2\,\sigma}$, on trouve :

(V,53) $$m = \frac{4}{3}\,(1 + K^2)$$

Remarquons que K^2 et m peuvent être calculés directement à partir des expressions théoriques des sections efficaces et nous pouvons vérifier la validité de la relation (V,48) quel que soit l'angle α.

Comme nous allons le voir dans le cadre de nos expériences, le coefficient K^2 est indépendant de l'angle de diffusion α.

b) Cas de nos Expériences

L'expression de la section efficace élastique pouvant être assimilée à celle de la section efficace totale, nous avons :

$$\sigma \# \sigma_e = \frac{A}{1 + B\alpha^2}$$

où A et B sont des constantes pour une tension et un élément donnés.

On montre qu'il est légitime, dans le calcul du rapport $\frac{\Delta}{2\sigma}$, de négliger 1 devant $B\alpha^2$.

Compte tenu de ce qui précède et des relations (V,33) et (V,37), on obtient:

(V,54) $$K^2 = \frac{\Delta}{2\,\sigma} = 0{,}0355$$

A titre de vérification, nous avons calculé, pour tous les angles, pour tous les éléments et toutes les tensions, les valeurs de Δ et σ à partir de leurs expressions théoriques ; nous trouvons $K^2 = 0{,}036$. Cette valeur justifie les approximations précédentes ($\sigma \# \sigma_e$ et $1 \ll B\alpha^2$).

III . Comparaison avec l'Expérience : Courbe Universelle de Transmission

La relation (V,45) peut s'écrire :

(V,55) $$N\,\sigma\,x = \mathrm{Log}\,\frac{1}{T} + K^2\,\frac{(1 - T)^m}{T^2}$$

Sur la figure (V-8), nous avons tracé la courbe $T(N\sigma x)$ en prenant pour K^2 et m les valeurs déduites de (V,53) et (V,54). Les points indiqués sont relatifs à nos

résultats expérimentaux. Comme on le voit, l'accord est satisfaisant jusqu'à des intensités relatives de l'ordre de quelques millièmes.

En conclusion, comme K^2 et m sont indépendants de l'énergie des électrons incidents, de l'angle de diffusion et de la nature de l'élément, l'expression (V,55) qui donne la valeur de l'intensité transmise quels que soient l'énergie, l'angle de diffusion, la nature de l'élément et son épaisseur, présente un caractère universel.

CONCLUSION

Le problème de la diffusion des électrons par la matière n'est pas encore décrit de façon rigoureuse dans toute sa généralité. C'est pourquoi nous avons déterminé expérimentalement les principales grandeurs nécessaires à la description des phénomènes. Dans le cas où les grandeurs physiques sont le résultat d'un grand nombre d'interactions, nous avons choisi, sinon de les interpréter, du moins de les décrire correctement à partir de données macroscopiques. Par contre, dans le cas où nous avons pu isoler et mesurer les phénomènes élémentaires, nous nous sommes efforcés de contribuer à donner une explication théorique des faits.

Ainsi, la fraction de l'intensité transmise par une cible épaisse est donnée par la seule connaissance de l'énergie des électrons incidents de l'épaisseur de l'échantillon et de sa nature. Les relations obtenues ont un caractère général puisqu'elles sont en accord avec tous les résultats que l'on peut trouver dans la littérature. Elles nous ont permis d'établir un modèle qui rend compte de l'intensité rétrodiffusée par des échantillons "massifs" ou "minces". Le modèle reste valable lorsque l'échantillon est bombardé obliquement par le faisceau électronique. Toutefois, il n'est pas adapté pour décrire les faibles variations de l'intensité rétrodiffusée avec l'énergie des électrons incidents. Une expression du parcours entier des électrons dans la matière est déduite et elle n'a pu être comparée qu'avec nos résultats expérimentaux.

Pour expliquer les courbes de transmission obtenues dans les conditions de fonctionnement qui sont similaires à celles de la microscopie électronique, nous avons dû, d'une part, introduire un nouveau modèle de potentiel électrostatique au voisinage de l'atome et, d'autre part, tenir compte du phénomène de diffusion multiple. Les relations théoriques ainsi développées traduisent les résultats expérimentaux de la majorité des auteurs. Elles donnent en particulier une valeur exacte de l'intensité transmise jusqu'à des épaisseurs de l'ordre d'une dizaine de libres parcours moyens.

Enfin, à l'aide de considérations mathématiques, nous établissons une courbe universelle de transmission qui est indépendante de l'énergie des électrons incidents, de l'angle de diffusion, de la nature de l'objet et de son épaisseur.

Ce travail n'est qu'une première étude d'un problème plus général visant à déterminer les caractéristiques de la pénétration des électrons dans la matière.

Dans un proche avenir, nous allons réaliser un dispositif qui permettra de compléter et d'étendre nos mesures jusqu'à des énergies des électrons incidents de

trois millions d'électrons-Volts. Il sera utilisé pour effectuer une série de mesures concernant les intensités transmises, rétrodiffusées et les grandeurs caractéristiques de la distribution angulaire des électrons diffusés dans tout l'espace.

En tenant compte des résultats des mesures effectuées dans le Laboratoire relatives aux pertes d'énergies pour des échantillons dont les épaisseurs sont comparables à celles que nous utilisons, nous compléterons cette étude par l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo.

BIBLIOGRAPHIE

1 - ARCHARD G.D. ; J. Appl. Phys., 32, 1505, (1961)

2 - ARNAL F. ; Thèse 3e Cycle, Toulouse, (1963)

3 - ARNAL F., MARAIS B. et VERDIER P. ; C. R. Acad. Sc., 276, B, 393, (1973)

4 - ARNAL F., VERDIER P., et VINCENSINI P.D. ; C. R. Acad. Sc., 268, B, 1526, (1969)

5 - ARNAL F., BALLADORE J.L., MARAIS B. et VERDIER P. ; C. R. Acad. Sc., 278, B, 397, (1974)

6 - ARNAL F., MARAIS B. et VERDIER P. ; C. R. Acad. Sc., 278, B, 759, (1974)

7 - ARNAL F., MARAIS B. et VERDIER P. ; C. R. Acad. Sc., 279, B, 115, (1974)

8 - BETHE H.A., ROSE M.E. et SMITH L.P. ; Proc. Amer. Phil. Soc., 78, 573, (1938)

9 - BETHE H.A. ; Hand. d. Phys., 24, 519, (1933)

10 - BISHOP H.E. ; Proc. Phys. Soc., 85, 855, (1965)

11 - BODY Z.T. ; Brit. J. Appl. Phys., 13, 483, (1962)

12 - BOHM D. ; Quantum Theory (London Constable), (1951)

13 - BORN M. ; Z. f. Phys., 38, 803, (1926)

14 - BOTHE W. ; Ann. d. Phys., 6, 44, (1949)

15 - COMPTON A.M. ; Phys. Rev., 35, 925, (1930)

16 - COSSLETT V.E. et THOMAS R.M. ; Brit. J. Appl. Phys., 15, 1283, (1964)

17 - COSSLETT V.E. et THOMAS R.M. ; Brit. J. Appl. Phys., 15, 883, (1964)

18 - COSSLETT V.E. et THOMAS R.M. ; Brit. J. Appl. Phys., 10, 779, (1965)

19 - DASHEN R.F. ; Phys. Rev., 134, A, 1025, (1964)

20 - DUPOUY G., PERRIER F., VERDIER P. et ARNAL F. ; C. R. Acad. Sc., 258, B, 3655, (1964)

21 - DUPOUY G. et PERRIER F. ; Ann. d. Phys., 8, 251, (1963)

22 - DUPOUY G., PERRIER F. et SEGUELA A. ; C. R. Acad. Sc., 262, B, 341, (1966)

23 - DUPOUY G., PERRIER F., VERDIER P. et ARNAL F. ; C. R. Acad. Sc., 260, B, 6055, (1965)

24 - EVERHART T.E. ; J. Appl. Phys., 31, 1483, (1960)

25 - GALY J. ; Thèse, Toulouse, (1973)

26 - HARTREE D.R. ; Proc. Cambridge,Phil. Soc., 24, 89, (1928)

27 - HARTREE D.R. et HARTREE W. ; Proc. Roy. Soc., 150, A, 9, (1935)

28 - HARTREE D.R. ; Rep. Prog. Phys., 11, 113, (1948)

29 - INOKUTI M. ; Rev. Mod. Phys., 43, 2, 297, (1971)

30 - JACOB J.H. ; Phys. Rev., 8, 1, 226, (1973)

31 - KANTER H. ; Ann. d. Phys., 20, 144, (1957)

32 - KAYE G.W.C. et LABY T.M. ; Tables of Physical and Chemical Constants (Longmans Green and Co, London), (1965)

33 - KLEMPERER O., THETFORD A. et LENZ F. ; Proc. Phys. Soc., 76, 705, (1960)

34 - KNOP G., MINTEN A. et NELLEN B. ; Z. f. Phys., 165, 533, (1961)

35 - KOPPE H. ; Z. f. Phys., 124, 658, (1947)

36 - LENZ F. ; Z. Naturforsch., 9a, 185, (1954)

37 - MAKOV A.F. ; Sov. Phys. Sol. St., 2, 1934, (1960)

38 - MARAIS B. ; Thèse, Toulouse, (1970)

39 - MARAIS B. ; C. R. Acad. Sc., 270, B, 1149, (1970)

40 - MARTINEZ J.P. ; à paraître

41 - MARTON L. et SCHIFF L.I. ; J. Appl. Phys., 12, 759, (1941)

42 - MARTON L. FOWLER H.A., SIMPSON J.A. et SWANSON N. ; Phys. Rev., 126, 182, (1962)

43 - MORSE P.M. ; Phys. Zeitschr, 33, 443, (1932)

44 - MOTT N.F. ; Proc. Roy. Soc., A, 127, 658, (1930)

45 - PALLUEL P. ; C. R. Acad. Sc., 224, 1492, (1947)

46 - PINES D. ; Rev. of Modern Phys., 28, 3, (1956)

47 - RAMAN C.V. ; Indian J. Phys., 3, 357, (1928)

48 - REIMER L. et SOMMER K.H. ; Z. Naturforsch., 23a, 1569, (1968)

49 - SELIGER H.H. ; Phys. Rev., 100, 1029, (1955)

50 - SEVELY J., PEREZ J.Ph., KIHN Y. et JOUFFREY B. ; Int. Conf., V.U.V.,Rad. Phys. Viewey Pergamon, 73, Hambourg, (1974)

51 - SHIMIZU R. et SHIMUDA G. ; X Rays Optics and X Rays Microanalysis, Acad. Press. New York, 419, (1963)

52 - SOMMER K.H. ; Thèse, Innsbruck, (1968)

53 - TERRIL H.M. ; Phys. Rev., 22, 101, (1923)

54 - THOMAS L.H. ; J. Chem. Phys., 22, 1758, (1954)

55 - THÜMMEL H.W. ; Z. f. Phys., 179, 116, (1964)

56 - VERDIER P. ; Thèse, Toulouse, (1967)

57 - VERDIER P. et ARNAL F. ; C. R. Acad. Sc., 268, B, 885, (1969)

58 - VERDIER P. et ARNAL F. ; C. R. Acad. Sc., 267, B, 1443, (1968)

59 - VERDIER P. et ARNAL F. ; C. R. Acad. Sc., 268, B, 1101, (1969)

60 - VINCENSINI P.D. ; Thèse, Toulouse, (1969)

61 - WEINRYB E. ; Métaux, 476, 131, (1965)

62 - WEINRYB E. et PHILIBERT J. ; C. R. Acad. Sc. 258, 4535, (1964)

63 - WENTZEL G. ; Z. f. Phys., 40, 590, (1927)

64 - WORTHINGTON C.R. et TOMLIN S.G. ; Proc. Phys. Soc., A, 69, 401, (1956)

65 - ZELLER C., RUSTE J. et COULON J. ; C. R. Acad. Sc., 278, B, 1043, (1974)

66 - ZELLER C. et COULON J. ; C. R. Acad. Sc., 275, B, 431, (1972)

Imprimerie de L'Université Paul Sabatier
Service Général Offset
118, Route de Narbonne 31077 TOULOUSE Cedex